



毫秒脉冲星的星际闪烁研究

刘雨兰^{1,2}, 卢吉光^{1,2*}, 姜鹏^{1,2*}, 吴子为¹, 姚菊枚³, 党世军^{2,4}

1. 中国科学院国家天文台, 北京 100101

2. 贵州射电天文台, 贵阳 550025

3. 中国科学院新疆天文台, 乌鲁木齐 830011

4. 贵州师范大学物理与电子科学学院, 贵阳 550025

*联系人, 卢吉光, E-mail: lujig@nao.cas.cn; 姜鹏, E-mail: pjiang@bao.ac.cn

收稿日期: 2025-08-12; 接受日期: 2025-10-24; 网络出版日期: 2025-11-28

国家重点研发计划(编号: 2022YFC2205202)和新疆维吾尔自治区重大科技项目(编号: 2022A03013-2)资助

摘要 毫秒脉冲星因其极高的自转稳定性, 在低频引力波探测和脉冲星时间标准构建等领域具有重要应用价值。然而, 脉冲星辐射的电磁波信号在穿越湍流星际介质时, 折射率的空间起伏导致星际闪烁和散射现象, 一定程度上影响了脉冲星测时精度。本文旨在系统阐述脉冲星星际闪烁研究的分析方法和闪烁几何模型, 以及脉冲星测时阵列的毫秒脉冲星星际闪烁研究, 并探讨利用星际闪烁研究提升测时精度的潜在方法。

关键词 毫秒脉冲星, 星际闪烁, 脉冲星测时

PACS: 97.60.Gb, 98.38.Dq

1 引言

脉冲星是一类高速自旋、磁场极强的中子星^[1]。其磁极会产生电磁辐射束, 而磁轴与自转轴之间有一定的夹角, 导致辐射束随星体旋转而周期性扫过天空某一处, 犹如灯塔的光柱^[2]。只有当这束“光”掠过地球时, 射电望远镜才能捕捉到其信号, 使得观测到的流量密度呈现脉冲状。星体每自转一周, 望远镜便记录到一个脉冲, 这正是“脉冲星”之名的由来。中子星诞生于超新星爆发^[3], 属于恒星演化的残骸, 其典型质量约为1.4倍太阳质量($1.4M_{\odot}$), 半径为10 km左右^[4]。中子星

继承了前身恒星大部分自转角动量以及磁通量, 由于磁通量守恒和角动量守恒, 百万千米的半径前身恒星骤缩至仅约为10 km的中子星, 因此诞生的中子星具有超高表面磁场和自转速度。角动量守恒保证了这颗致密天体的长期自转稳定性, 使得望远镜可以接收到非常稳定的周期性脉冲星信号。毫秒脉冲星^[5]被认为是经历吸积加速的年老脉冲星, 其自转尤其稳定。

自1967年首次发现脉冲星以来, 到目前已发现3800多颗脉冲星, 其中有400多颗毫秒脉冲星¹⁾。利用毫秒脉冲星的超高自转稳定性, 可以检验广义相对论、探测引力波、建立脉冲星时间标准、测量检验太

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

引用格式: 刘雨兰, 卢吉光, 姜鹏, 等. 毫秒脉冲星的星际闪烁研究. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2026, 56: 219505
Liu Y, Lu J, Jiang P, et al. Interstellar scintillation studies on millisecond pulsars (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2026, 56: 219505, doi: 10.1360/SSPMA-2025-0362

阳系内的天体参数以及开展脉冲星星际导航研究等. 这些研究都需要用到脉冲星测时, 即测量脉冲星的脉冲到达时间^[6]. 脉冲星测时除了根据观测数据获得被观测到的脉冲的到达时间, 还需要根据测时模型预测理论脉冲到达时间. 理论预测和实际观测的脉冲到达时间差值称为脉冲星测时残差, 通常是由脉冲星系统内禀物理造成的自转不稳定性、引力波、星际传播效应、脉冲星和太阳系星历表不准确、天空背景噪声、望远镜系统噪声等多种因素导致的^[7]. 但其中部分噪声并不是完全无法描述的, 通过对这些噪声的起源进行分析可获得相应模型, 在脉冲星测时过程中包含噪声模型能够有效提高测时精度.

2 脉冲星星际闪烁的概述

当射电辐射穿过不均匀分布的电离星际介质时, 望远镜接收到的射电信号会观测到闪烁和散射现象, 两者的物理机制相同, 但指代不同的观测效应. 星际闪烁现象是指观测到的射电源亮度随频率和时间的变化而变化^[8], 这是由于不同波束以略微不同的相位到达观察者并产生干涉所致. 星际散射现象是指, 当射电信号在星际空间中发生折射时, 折射波束的路径比直线传播路径更长, 产生时间延迟, 导致观测到的脉冲轮廓变宽^[9]. 假设辐射信号强度随其与辐射源视角 θ_d 呈高斯衰减, 观测到的脉冲轮廓可看作脉冲星本身辐射轮廓卷积上的一个指数函数, $\exp(-t/\tau_{st})$, τ_{st} 是散射时标, 产生的脉冲拖尾现象如图1所示.

Cordes等人^[10]提出, 星际闪烁导致的信号强度变化与射电源辐射区的大小和距离有关, 在L波段, 当射电源的角直径超过约 $\theta_c \sim 10^{-7}''$ 时, 射电源不同区域辐射的电磁波的相干性减弱, 即闪烁减弱. 脉冲星作为典型的致密射电源, 保证了其辐射出的电磁波之间的相干性, 因此脉冲星信号极易受到湍流电离星际介质的影响. 脉冲星星际散射对脉冲星测时有两方面影响: 一是静态散射会降低测时精度, 因为延迟到达的脉冲信号平滑了脉冲轮廓中用于精确测定脉冲到达时间的尖锐特征; 二是由于时变的电离星际介质分布导致散射强度的时变, 这会在测时数据中引入噪声. 因此, 脉冲星星际散射效应成为高精度计时中不可忽视的干扰源.

Hemberger和Stinebring^[11]利用阿雷西博望远镜在

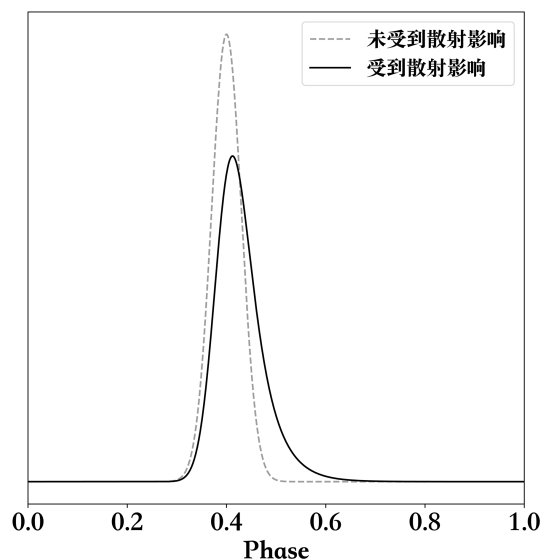


图1 受到星际散射影响的脉冲轮廓

Figure 1 Pulsar profile affected by interstellar scattering.

1380 MHz观测频率下对脉冲星B1737+13进行共计36次(平均每周一次, 每次观测持续约1 h)的跟踪观测, 发现星际散射延迟在0.2–2.1 μs 范围内显著变化, 并指出基于时域的分析方法, 星际散射引起的时间延迟是无法被探测的, 也是无法被独立修正的, 但对二次谱的分析能够粗略地估计该时间延迟. Shannon和Cordes^[12]在2017年通过模拟散射屏研究大尺度电子密度变化相关的传播效应强度, 也指出星际传播效应变化引起的到达时间延迟是随机的, 无法仅通过到达时间数据进行校正.

由时变湍流星际介质引起的脉冲星测时残差的存在已得到多频段、多历元观测的反复验证, 其统计显著性毋庸置疑. 然而, 受制于散射介质三维结构及幂律谱指数的高度不确定性, 当前仍缺乏普适的、可参数化的散射时延改正模型, 亦未建立有效的散射噪声模型可直接用于精确修正脉冲到达时间. 因此, 在现有脉冲星测时数据处理流程中, 路径散射导致的测时残差仍以随机噪声计入总不确定度. 星际闪烁现象和散射现象从根本上都是由同一星际电离等离子体的折射引起的. 深入理解星际闪烁的物理机制(包括衍射与折射主导的散射过程、电子密度不均匀谱的幂律指数、外尺度及内尺度等关键参数)并构建精确的几何模型(如薄屏、厚屏、混合模型等), 能够更好地估计多路径散射引入的额外时间延迟及其随机游走特性, 从而在高

精度脉冲星测时分析中系统性地检测、分离并修正星际散射造成的额外脉冲到达时间误差, 有望提高脉冲星测时精度. 本节详细介绍了星际闪烁的分析方法, 包括动态谱和二次谱的生成、闪烁带宽和闪烁时标等参数的计算以及闪烁弧曲率的拟合等.

2.1 动态谱

等离子体星际介质在不同尺度上的密度不均匀性会导致弱闪烁和强闪烁. 弱闪烁在观测者平面上的相位扰动很小, 强闪烁在观测者平面上的相位扰动更大. 强闪烁在时间上的变化又分为分钟量级的短时标尺度和月量级的长时标尺度^[13]. 传统星际闪烁模型认为强闪烁下的短时标尺度(分钟量级)和长时标尺度(月量级)分别是由衍射式闪烁(星际介质尺度约为 10^6 – 10^8 m)和折射式闪烁(星际介质尺度约为 10^{10} – 10^{12} m)导致^[14]. 分析强闪烁下的短时标尺度(即衍射式闪烁)为大部分星际闪烁研究者所青睐, 其优点是所需观测时间短, 且获得信息量大. 而动态谱, 即脉冲流量密度在时间和频率方向的二维图, 是分析脉冲星短时标尺度星际闪烁的最佳工具. 观测到的脉冲星流量密度变化本质上是多源耦合的随机过程, 除了受星际闪烁调制, 还叠加了脉冲星本身辐射机制引起的内禀流量起伏、望远镜系统增益漂移、射频干扰, 以及电离层相位闪烁等多重共变分量. 为了尽可能获得一个仅有星际闪烁导致的脉冲流量强度变化动态谱, 在使用LAPUDA²⁾^[15]进行数据预处理后需构建以下数据处理链路.

(1) 射频干扰消除

脉冲星信号的强度在毫央斯基(mJy)量级^[16], 而FAST目前使用的19波束接收机工作频段是1.0–1.5 GHz, 与卫星通信等强信号源频段重叠, 其强度高出脉冲星信号数个数量级, 严重影响脉冲星动态谱的获取及后续闪烁参数分析. 因此, 射频干扰(RFI)的消除是提升数据质量的关键步骤. 常用的射频干扰消除方法为频域/时域功率异常检测和噪声统计特征检测. 频域/时域功率异常检测: 分析动态谱中各频率通道或时间积分单元的信号功率, 若超出预设阈值, 则判定为干扰. 此类干扰通常表现为频率或时间维度上的突变, 例如亮线或宽带增强等异常结构. 噪声统计特征检测:

计算非脉冲区域数据的噪声, 若某时段或频段的噪声显著偏离预期, 则认为存在宽带或分布式干扰.

(2) 系统噪声和背景噪声消除

望远镜系统噪声与天空背景辐射在脉冲星观测带宽内近似为白噪声, 其贡献可通过对所有频率通道和时间积分通道下脉冲轮廓基线移除去除. 以平均脉冲轮廓为模板, 构建宽度为脉冲周期10%的矩形窗, 与之进行互相关, 确定脉冲基线相位位置.

(3) 仪器响应校正

几乎所有射电望远镜的增益 G 随观测频率变化并非平坦响应, 由此引入的频率依赖性可在进行脉冲星流量定标时, 使用频谱已知的基准源观测数据与脉冲星观测数据进行比对以确定脉冲星的频谱.

(4) 脉冲星自身辐射流量密度随频率和时间变化校正^[16]

在时间轴上以子积分叠加并归一化可以一定程度地校正脉冲星自身辐射流量密度变化的影响, 结合低通滤波分离星际闪烁与脉冲星自身导致的流量变化, 可进一步消除其自身辐射强度起伏.

上述步骤完成后, 将单次观测的全部单脉冲折叠生成稳定的平均轮廓, 以自适应阈值划分脉冲区与基线区, 提取各时频单元脉冲区功率, 构建二维动态谱 $I(f, t)$ (如图2)³⁾.

2.2 闪烁特征参数

Cordes等人^[17]为了量化每次观测的闪烁平均特

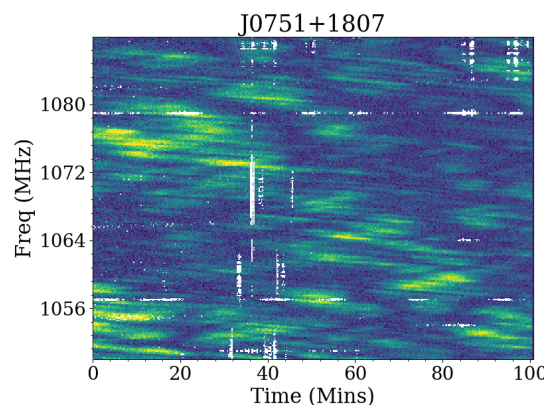


图2 毫秒脉冲星J0751+1807的动态谱

Figure 2 The dynamic spectrum of millisecond pulsar J0751+1807.

2) <https://gitee.com/lujig/lapuda>.

3) Liu Y L, Lu J G, Jiang P, et al. Pulsar interstellar scintillation studies with FAST. In preparation.

性, 定义了闪烁时标 τ_d 和闪烁带宽 ν_d 两个参数, 其中 τ_d 是动态谱的归一化二维自相关函数(ACF)时间轴在 $1/e$ 倍最大值处的半宽值, ν_d 是频率轴的半高半宽值. Gupta等人^[18]1994年提出的归一化的二维自相关函数为

$$\text{ACF}(\nu, \tau) = \frac{R(\nu, \tau)}{R(0, 0)}, \quad (1)$$

$$R(\nu, \tau) = \langle \Delta I(f, t) * \Delta I(f + \Delta f, t + \Delta t) \rangle,$$

其中, $\Delta I(f, t)$ 是减去全域均值的动态谱, *表示卷积.

在实际管线路程中, 首先将动态谱数组进行掩码处理以忽略干扰消除导致的零值; 减去均值后使用零填充数组到两倍动态谱数组大小, 进行二维逆快速傅里叶变换, 取结果的模的平方得到功率谱; 在进行二维逆快速傅里叶变换后将零频分量移到频谱中心并提取实部作为二维自相关函数 $R(\nu, \tau)$, 最终通过除以函数最大值 $R(0, 0)$ 获得归一化二维自相关函数 $\text{ACF}(\nu, \tau)$. 使用快速傅里叶变换方法比直接计算自相关更高效, 特别是对于大型数组. 某些脉冲星, 尤其是脉冲流量强度较弱的脉冲星, 其二维自相关函数 $R(\nu, \tau)$ 的中间点($R(0, 0)$ 处)会出现尖锐的峰值, 这是由动态频谱中的噪声引起的. 通常使用自相关函数时间轴方向上离 $R(0, 0)$ 最近两点($R(0, -1)$ 和 $R(0, 1)$)的平均值代替 $R(0, 0)$.

为提取动态谱的闪烁特征量, 首先沿频率轴与时间轴分别截取ACF的两个正交切片: $\text{ACF}(\nu, 0)$ 和 $\text{ACF}(0, \tau)$, 这两个一维数组分别表征了在零时间延迟和零频率偏移条件下, 信号在频率维和时间维的自相关衰减行为. 随后对这两个切片分别执行非线性最小二乘拟合, 其拟合函数为

$$\text{ACF}(\nu, 0) = \exp\left(-\left|\frac{\nu}{\nu_d / \ln 2}\right|\right), \quad (2)$$

$$\text{ACF}(0, \tau) = \exp\left(-\left|\frac{\tau}{\tau_d}\right|^{5/3}\right).$$

拟合函数参照Reardon等人^[19]2019年提出的函数, 但通过使用FAST闪烁观测数据测试, 本文提出可以作以下优化: (1) 直接对ACF作归一化, 减少拟合参数; (2) 对ACF尖锐峰点, 采用两点邻域均值替换策略, 并未进行噪声拟合, 承认噪声的不可知性, 用最小化操作换取最大化稳健性; (3) 频率方向和时间方向的拟合函

数都未加三角窗函数, 因为动态谱在预处理时已减去全域均值, 三角窗函数的存在反而使数据失真. 另外, 对ACF的拟合函数也可以用高斯函数^[20]或洛伦兹函数^[21]获得.

使用Python中SciPy库⁴⁾的非线性最小二乘拟合的函数对一维ACF进行拟合前, 先用最近邻法快速估计闪烁时标 τ_d 和闪烁带宽 ν_d 的初值, 再将其作为迭代初值输入拟合器. 为抑制ACF噪声影响, 采用滑动扩展策略逐步增加所用数据点数, 并取拟合误差首次达到全局最小的区间作为可信区间. 给出的闪烁时标 τ_d 和闪烁带宽 ν_d 的不确定度由两部分组成: 拟合误差 σ_{fit} 以及因动态谱中闪烁亮斑数量有限而产生的统计误差 σ_{est}

$$\sigma = \sqrt{\sigma_{\text{fit}}^2 + \sigma_{\text{est}}^2}, \quad (3)$$

其中统计误差为^[22]

$$\sigma_{\text{est}} = \left[f_d \left(\frac{BW t_{\text{obs}}}{\nu_d \tau_d} \right) \right]^{-0.5}, \quad (4)$$

其中 BW 是使用数据的频率带宽, t_{obs} 是使用数据的时间长度, f_d 是填充因子, 表示动态谱中被真实闪烁亮斑占据的比例, 通常使用0.2. BW 和 ν_d 的单位是MHz, t_{obs} 和 τ_d 单位是min.

2.3 闪烁弧

Stinebring等人^[23]在2001年指出对某些脉冲星的动态谱作二维傅里叶变换(简称二次谱)后, 可在二次谱中观测弧形结构, 如图3所示³⁾, 弧线呈抛物线状, 自原点向外延伸^[24].

二次谱的横轴 f_t 是时间方向的傅里叶共轭变量, 对应的是每一条入射信号相对于视线方向路径信号的多普勒延迟; 其纵轴 f_f 为频率方向的傅里叶共轭变量, 描述的是入射信号相对于视线方向路径信号的几何时间延迟. 在管线路程中, 二次谱的获取是对消除干扰后的动态谱先进行去均值和加窗, 再通过二维傅里叶变换计算功率谱, 最后零频移位到中间位置后以分贝为单位输出,

$$P(f_f, f_t) = 10 \log_{10} |\tilde{I}(f, t)|^2, \quad (5)$$

其中波浪号表示二维傅里叶变换. 二次谱弧结构可通过抛物线进行拟合, 其抛物线系数称为弧曲率 η . 弧曲率 η 与整个闪烁系统在天平面的运动速度(包含地球

4) <https://scipy.org>.

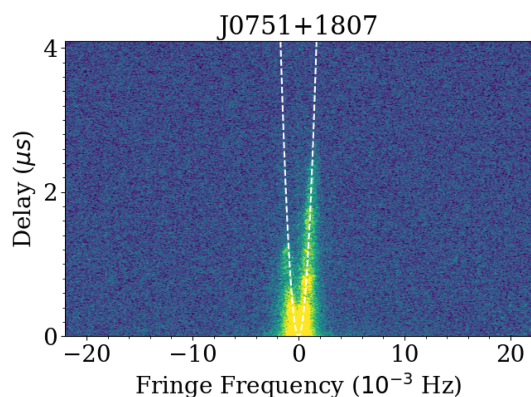


图3 毫秒脉冲星J0751+1807的二次谱以及闪烁弧拟合结果
Figure 3 Secondary spectra and scintillation arc fitting results of millisecond pulsar J0751+1807.

项、脉冲星项和星际介质项)、主导闪烁星际介质的相对位置以及观测频率等参数息息相关。

在闪烁弧曲率计算过程中, 首先对二次谱进行噪声水平估计并掩蔽无效数据区域; 其次建立闪烁弧曲率 η 的取值范围, 在范围内对数等间距取值, 累积每个 η 下抛物线路径上所有数据点强度; 最后使用最有效的方法选取最大总强度值对应的弧曲率 η 为最佳闪烁弧曲率。图4为毫秒脉冲星J0751+1807在不同曲率的抛物线上的归一化总强度值, 虚线与曲线交点位置对应的纵坐标值为最大总强度, 其横坐标的值为最佳闪烁弧曲率, 该曲率对应的抛物线为图3的白色虚线。此外, 还可以对总强度- η 分布进行高斯拟合, 设定高斯轮廓峰值为最佳闪烁弧曲率^[25]。

通常情况下, 更宽频段的数据开展闪烁分析可以采集更全面的星际闪烁信息。然而, 由于闪烁弧曲率的强频率依赖性, 宽带数据也会使闪烁弧看起来更厚, 导致测量得到的闪烁弧曲率的误差棒会比较显著。Reardon等人^[25]为了锐化闪烁弧, 提出将动态谱的频率步长换为波长步长。Sprenger等人^[26]也提出一种新的分析方法, 将二次谱中的抛物线特征转换为更易于物理解释的 θ - θ 图中的线性特征, 还引入一种频率缩放技术(NuT Transform), 以校正宽带观测中因频率依赖性导致的谱线模糊问题。

2.4 星际闪烁几何模型

脉冲星发现后不久, Scheuer^[8]于1968年提出了星际闪烁薄屏模型, 至今薄屏模型依然能很好地解释观

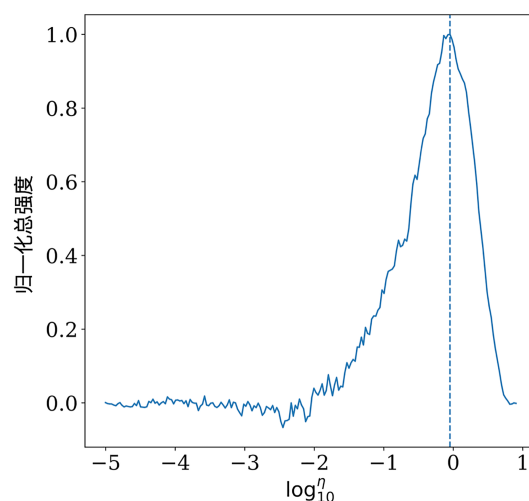


图4 毫秒脉冲星J0751+1807的二次谱中不同曲率下抛物线上的总强度

Figure 4 Normalized total strength along parabolas with different curvatures in the secondary spectrum of the millisecond pulsar J0751+1807.

测到的星际闪烁现象。如图5所示, 薄屏模型是假设在脉冲星和观测者之间存在一个薄的散射屏, 该屏由不规则的电子密度扰动组成, 这些扰动不仅会导致射电波的相位发生变化, 同时还会产生路径变化。这些变化等效于脉冲星辐射在散射屏上发生了角度为 θ 的偏折, 导致观测者看到一个以脉冲星为中心的弥散盘状散射图像(源视角展宽), 散射屏引起的相位调制会转化为振幅调制, 从而在观测者平面上形成明暗相间的图案。

传统的闪烁模型^[17,22,27]认为空间小尺度(10^6 – 10^8 m)电子密度不均匀性导致衍射式闪烁, 空间大尺度(10^{10} – 10^{12} m)电子密度不均匀性导致折射式闪烁, 折射式闪烁会有频率依赖的调制衍射式闪烁, 在动态谱上形成倾斜的条纹或者更复杂的“十”字交叉的条纹, 对这类动态谱进行二维傅里叶变换通常可观测到闪烁弧结构。Cordes等人^[28]提出二次谱中的闪烁弧结构可以解释为两个或多个散射图像之间的干涉, 并考虑折射和衍射导致的几何路径延迟, 给出了二次谱横纵坐标的表达式:

$$\begin{aligned} f_t &= \frac{1}{s\lambda} V_{\text{eff}} \cdot (\theta_2 - \theta_1), \\ f_f &= \frac{D(1-s)}{2s\lambda^2} (\theta_2^2 - \theta_1^2), \end{aligned} \quad (6)$$

其中 θ_1 和 θ_2 是任意两个方向的角谱分量, D 是观测者到源的距离, s 代表散射屏的位置($s = 0$ 表示散射屏在脉

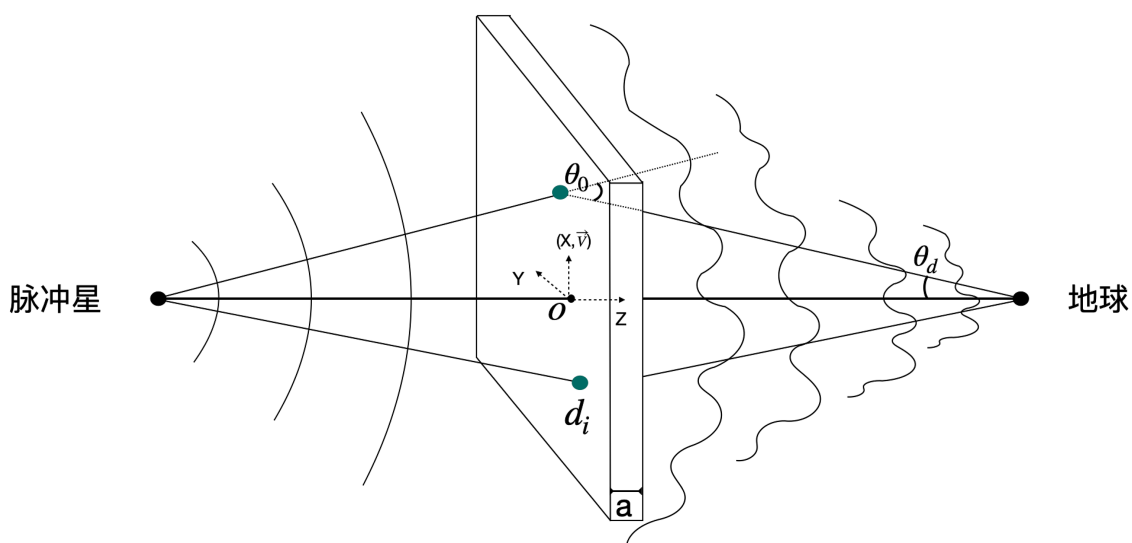


图 5 薄屏模型下的星际闪烁几何示意图

Figure 5 Schematic diagram of interstellar scintillation in the thin-screen model.

冲星处, $s = 1$ 表示散射屏在观测者的位置), λ 是观测波长, V_{eff} 是视线扫过散射屏的横向有效速度:

$$V_{\text{eff}} = (1 - s)(V_{\mu} + V_o) + sV_e - V_s, \quad (7)$$

其中 V_{μ} , V_o , V_e 和 V_s 分别是脉冲星自行、脉冲星轨道、地球, 以及星际介质在垂直于视线方向横截面的速度. 二级谱中的每一个傅里叶分量都对应特定的正弦条纹图像, 因此二级谱等同于角度谱中所有满足相同 f_f 和 f_i 值要求成分对的叠加. 由于 f_f 和 f_i 分别与入射角⁵⁾呈二次和线性关系, 相互间自然形成的二次关系 $f_f = \eta(f_i)^2$. η 是闪烁弧曲率, 通常取决于观测频率、闪烁速度、散射屏位置等,

$$\eta = \frac{Ds(1-s)}{2c} \left(\frac{\lambda}{V_{\text{eff}}} \right)^2. \quad (8)$$

Pen和Levin^[29]提出了一种模型, 认为星际介质中褶皱重联电流片才是引起脉冲星闪烁的散射体. 简单地说, 该模型表明所有闪烁现象均可由折射透镜效应解释, 无需额外的衍射散射支持. Kramer等人^[30]提出了一种基于格林函数和亥姆霍兹方程的新方法来模拟脉冲星闪烁弧, 主要特点可归纳如下. (1) 传统方法使用二维相位屏模型, 将散射视为在某一平面上的相位扰动, Kramer等人使用三维空间中的格林函数, 将散射

视为从三维空间中的离散等离子体云发出的球面波的叠加, 这使得模型更接近真实物理. 散射源是分布在三维空间中的等离子体浓度, 而非二维屏上的点. (2) 星际介质被建模为多个高斯分布的电子密度云, 能解释多种观测特征(主弧、倒弧、偏移弧等), 更真实、更精确地描述星际介质中的散射过程.

本文同样使用薄屏模型对二次谱中弧结构存在作一个简单的几何推导, 如图5所示. 首先假设厚度为 a 的散射屏上随机分布 N 个散射点, 并建立一个以脉冲星到地球的连线上散射屏中点为原点的笛卡尔坐标系, 脉冲星到地球的方向为 z 方向, 散射屏相对于连线的运动方向为 x 方向. 其次假设散射屏相对连线的速度为 v , 那么第 i 个散射点的坐标为 (x_i, y_i, z_i) , 其中 x 轴坐标随时间变化为 $x_i = x_{i,0} + vt$, $x_{i,0}$ 为 0 时刻的 x 轴坐标. 望远镜接收到的脉冲信号是多路径信号经过散射点偏折后波束合成的, 其辐射电场可写为

$$E = e^{i2\pi ft} \left(A_0 e^{-ikD} + \sum_{i=1}^N A_i e^{-ikd_i} \right), \quad (9)$$

其中, A_0 和 D 分别是脉冲星辐射未被散射的振幅和传播路径距离, A_i 和 d_i 是经过第 i 个散射点的波束的振幅和传播距离, f 是观测频率, t 是观测时间, k 是波数. 假设脉冲星到散射屏的距离为 D_s , 在薄屏模型中,

5) 由于入射角为 0 的信号辐射强度最大, 因此在干涉过程中, 只考虑没有发生折射的信号和折射信号之间的干涉, 不考虑两条折射信号的干涉.

x_i 和 y_i 远小于 D_s 和 D , 散射波束的传播路径可表示为

$$\begin{aligned} d_i &= \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + (D_s - z_i)^2} \\ &\quad + \sqrt{x_i^2 + y_i^2 + (D - D_s + z_i)^2} \\ &= D + \frac{x_i^2 + y_i^2}{2D_s} + \frac{x_i^2 + y_i^2}{2(D - D_s)} \\ &= D + \frac{(x_i^2 + y_i^2)D}{2D_s(D - D_s)} \\ &= D + \delta d_i, \\ \delta d_i &= \frac{(x_i^2 + y_i^2)D}{2D_s(D - D_s)}, \quad \delta D = 0. \end{aligned} \quad (10)$$

望远镜接收到的辐射电场可改写为

$$E = e^{i2\pi f t - ikD} \left(A_0 + \sum_{i=1}^N A_i e^{-ik\delta d_i} \right). \quad (11)$$

望远镜接收到的脉冲星辐射强度正比于电场模的平方:

$$\begin{aligned} I(f, t) &\propto |E|^2, \\ |E|^2 &= EE^* \\ &= \sum_{0 \leq i, j \leq N} A_i A_j e^{ik(\delta d_i - \delta d_j)} \\ &= \sum_{0 \leq i, j \leq N} A_i A_j e^{\frac{i\pi D[(x_{i,0}^2 - x_{j,0}^2) + (y_i^2 - y_j^2)]}{cD_s(D - D_s)} f + \frac{i2\pi f v D(x_{i,0} - x_{j,0})}{cD_s(D - D_s)} t}. \end{aligned} \quad (12)$$

式(13)为脉冲星相对强度在时域和频域的表达式, 对其进行二维傅里叶变换后获得二次谱的横坐标(时域频率)和纵坐标(频域频率)表达式为

$$\begin{aligned} F_t &= \frac{fvD(x_{i,0} - x_{j,0})}{cD_s(D - D_s)}, \\ F_f &= \frac{D[(x_{i,0}^2 - x_{j,0}^2) + 2vt(x_{i,0} - x_{j,0}) + (y_i^2 - y_j^2)]}{2cD_s(D - D_s)}. \end{aligned} \quad (14)$$

二次谱上(F_t, F_f)处的强度正比于 $A_i A_j$. F_t 正比于两个散射点在 x 方向上的距离, 这是因为散射屏的横向运动使得两个具有不同 x 坐标的散射点产生的路径延迟差会随时间线性变化, 从而引起接收强度的时间调制. F_t 越大, 代表这对散射点在垂直于视线方向上的横向距离越大, 产生的干涉条纹在时间上演化得就越快. F_f 可简化为 $\delta d_i/c$, 可见二次谱的纵轴直接反应被散射的脉冲信号的几何时间延迟.

在相对较弱的散射近似下, 被散射光束强度远小于无散射光束强度时, 即 $i \geq 1$ 时, $A_i \ll A_0$, 复杂的多路径干涉问题被简化为一系列独立的“直接路径-单散射路径”对的叠加, 总的强度涨落是每一个散射路径单独与直接路径干涉产生的贡献的线性求和:

$$|E|^2 = A_0 \sum_{i=1}^N A_i \exp \left(\frac{i\pi D(x_{i,0}^2 + y_i^2)}{cD_s(D - D_s)} f + \frac{i2\pi f v D x_{i,0}}{cD_s(D - D_s)} t \right). \quad (15)$$

此时二次谱的横坐标和纵坐标的表达式分别为

$$\begin{aligned} F_t &= \frac{fvDx_{i,0}}{cD_s(D - D_s)}, \\ F_f &= \frac{D(x_{i,0}^2 + 2vx_{i,0}t + y_i^2)}{2cD_s(D - D_s)}, \end{aligned} \quad (16)$$

而 F_t 与 F_f 成以下关系式:

$$F_f = \frac{cD_s(D - D_s)}{4Df^2v^2} F_t^2 + \frac{t}{f} F_t + \frac{Dy_i^2}{2cD_s(D - D_s)}, \quad (17)$$

式中第一项在二次谱上会存在抛物线形的弧结构, 弧曲率由脉冲星到散射屏的距离、散射屏相对连线的相对速度和脉冲星到观测者的距离等参数确定, 同时随观测频率 f 的变化而变化; 第二项在闪烁弧上造成横向弥散; 第三项形成向 F_f 正方向的弥散.

当在相对较强的散射近似下, 即 $i \geq 1$ 时, A_i 不可忽略, F_t 与 F_f 之间的关系式为

$$\begin{aligned} F_f &= -\frac{cD_s(D - D_s)}{4Df^2v^2} \left(F_t - \frac{fvDx_{i,0}}{cD_s(D - D_s)} \right)^2 \\ &\quad + \frac{Dx_{i,0}^2}{2cD_s(D - D_s)} + \frac{t}{f} F_t + \frac{D(y_i^2 - y_j^2)}{2cD_s(D - D_s)}, \end{aligned} \quad (18)$$

式中前两项不仅会在二次谱上形成抛物线, 还会形成一组顶点落在主抛物线上的倒抛物线; 第三项在闪烁弧上造成横向弥散; 第四项形成向 F_f 正方向的弥散.

图6所示为使用以上薄屏模型和表1模拟参数值生成的动态谱, 并对其进行二维傅里叶变换生成的二次谱.

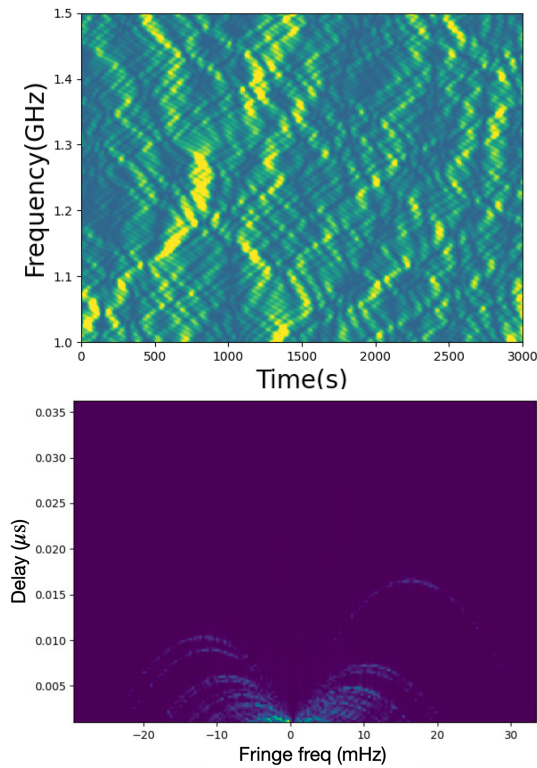


图 6 模拟生成的动态谱和二次谱

Figure 6 Simulated dynamic spectrum and secondary spectrum.

表 1 模拟参数表

Table 1 Simulation parameters

模拟参数	参数值或设定方法
频率通道数	4096
频率范围	1.0–1.5 GHz
子积分个数	600
观测时长	3000 s
散射屏相对速度	100 km/s
脉冲星到散射屏的距离	0.1 kpc
脉冲星到观测者的距离	1 kpc
散射点数量	100
散射屏尺度	0.1 AU量级
散射点与原点的距离分布	高斯随机分布
散射波束振幅	高斯衰减伴随随机起伏

3 毫秒脉冲星的星际闪烁研究

脉冲星测时阵列是由几十颗自转最稳定的、临近的、流量强度相对较强的、分布在不同天区的毫秒脉冲星组成的, 其基本任务之一是在测时数据集中寻找引力波信号. 尽管脉冲信号在传播路径中被等离子体星际介质影响产生的测时残差在不同毫秒脉冲星之间

是不相关的, 但是这些噪声的存在依然降低了引力波的探测灵敏度. Levin等人^[31]分析了北美纳赫兹引力波天文台(NANOGrav)脉冲星测时阵列中毫秒脉冲星的动态谱, 数据时间跨度长达9年, 测量并发表了其闪烁带宽 ν_d , 通过闪烁带宽 ν_d 与散射延迟时标 τ_{st} 之间的关系 $2\pi\nu_d\tau_{st} = C_1$ ^[32], 估计了散射延迟及其随时间的变化. 他们还指出某些毫秒脉冲星散射延迟存在显著变化, 且其波动幅度可达一个数量级, 高于柯尔莫哥洛夫(Kolmogorov)介质的预期值, 表明星际介质的密度谱可能比柯尔莫哥洛夫谱更陡峭, 或者在这些毫秒脉冲星的视线方向上的星际闪烁不能用薄屏模型很好地描述. Levin等人还尝试通过校正散射延迟来提高测时精度的可能性, 遗憾的是, 其结果显示, 大多数脉冲星单次观测的测时不确定性远大于散射延迟的最大变化, 表明闪烁对其噪声预算的贡献可以忽略不计.

欧洲脉冲星测时阵列(EPTA)长达11年观测跨度的观测数据的星际闪烁分析结果显示^[33], 通过闪烁带宽 ν_d 估计的闪烁时标最大变化可达到百纳秒量级, 此外脉冲星J1939+2134的闪烁参数变化与色散量(DM)之间存在显著关联.

本文统计了文献^[31, 33]中公布的毫秒脉冲星闪烁带宽 ν_d , 并在图7中展示了闪烁带宽和色散量的分布.

闪烁带宽的测量值表现出很强的色散量依赖性, 因为色散量的大小在一定程度上可以反映视线方向上电离星际介质的含量. 当视线方向中的介质越多时, 对脉冲星射电信号的散射效应越强, 入射信号的相位差异更大, 所以闪烁带宽越小. 当然这种相关性不是严格

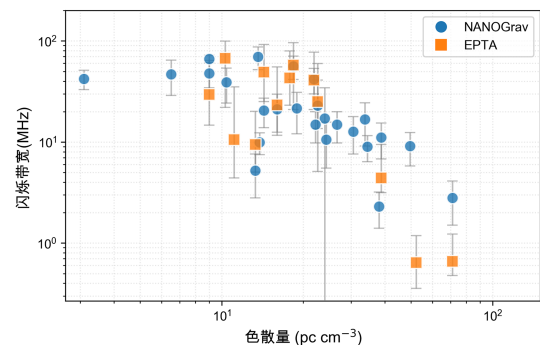


图 7 毫秒脉冲星闪烁带宽随色散量的分布. 闪烁带宽数据来自NANOGrav^[31]和EPTA^[33]公布的闪烁分析文章中

Figure 7 Scintillation bandwidth versus dispersion measure for millisecond pulsars. Data are from scintillation analyses published by NANOGrav^[31] and EPTA^[33].

线性的, 还依赖于导致闪烁的星际介质位置和性质. 但是, 对于临近的脉冲星来说, 准确测量得到闪烁带宽是具有挑战性的, 因为在有限的观测带宽和积分时间条件下, 干涉条纹的个数是十分有限的, 会给闪烁带宽的测量带来很大的系统误差.

二次谱中的闪烁弧提供了另外一个测量由星际介质导致的脉冲星信号时间延迟的新手段. 如前文中提到的, 二次谱中闪烁弧的每一个像素点都代表了每一束入射信号相对于最短传播路径的几何时间延迟和多普勒红移. Main 等人^[34]利用大型欧洲脉冲星阵列(LEAP) 和埃费尔斯贝格(Effelsberg)100 m 望远镜对毫秒脉冲星的闪烁弧进行了大规模样本研究, 在 LEAP 定期观测的 22 颗脉冲星中, 有 12 颗脉冲星观测到了闪烁弧现象, 其中 6 颗脉冲星被探测到弧曲率随时间的变化. 文献^[34]展示了这 6 颗脉冲星时间延迟演化, 其中脉冲星 J1643-1224 ($DM = 62.397 \text{ pc/cm}^3$) 的时间延迟变化可以达到 $3 \mu\text{s}$, 约为自转周期的 0.0065%, 原则上显著地影响测时残差. 通过模拟数据建立散射延迟时标与脉冲相位变化关系, 结合二次谱分析获得的散射延迟时标, 有望移除闪烁强度变化带来的测时噪声, 提高毫秒脉冲星测时精度.

如果脉冲星测时模型中参数不准或者精度不够高, 引力波信号将淹没于模型误差所产生的伪噪声中^[35]. 多数毫秒脉冲星位于双星系统中, 准确预测理论脉冲到达时间需精确计算由轨道效应引起的延迟. 在牛顿力学框架下的双星系统中, 脉冲星的轨道可以由半长轴 a_p 、偏心率 e 、轨道倾角 i 、近心点辐角 Ω 以及升交点角 ϕ_o 等 5 个参数描述, 其中轨道倾角 i 和近心点辐角 Ω 这两个参数很难通过脉冲星测时获得其高精度结果. 脉冲星测时通过分析脉冲到达时间的差异, 主要敏感于径向方向的物理效应, 而脉冲星星际闪烁分析可以测量整个闪烁系统在天平面运动的有效速度 V_{eff} , 该速度由地球、脉冲星和散射屏在天平面的相对运动决定. 通过对闪烁参数的周期性变化分析,

获取测时拟合困难的脉冲星轨道参数, 可以完善脉冲星星历表、减少模型不确定性、提高脉冲星测时模型精度, 最终提高毫秒脉冲星测时阵列探测纳赫兹引力波的灵敏度和可靠性. 目前国内/国际已有多篇文章^[25,34,36,37]发表了利用星际闪烁分析获得的脉冲星轨道参数, 因此可以证明该方案也是一种提高毫秒脉冲星测时精度的可行方案. Reardon 等人^[38,39]已经开始将利用闪烁弧求解出的脉冲星径向速度和距离等参数加入脉冲星测时模型中进行进一步分析.

4 总结和展望

毫秒脉冲星的星际闪烁研究对于提高脉冲星测时精度、探测引力波以及理解星际介质特性具有重要意义. 本文分析了脉冲星的动态谱和二次谱获取方法, 讨论了如何提取闪烁带宽、闪烁时标和闪烁弧曲率等关键参数, 并简单探讨了星际闪烁几何模型, 解释了薄屏模型下闪烁弧出现的机制. 调研了国际上对毫秒脉冲星星际闪烁分析的现状, 调研结果表明, 星际闪烁引起的测时残差实际存在, 但是由于望远镜的灵敏度等因素限制, 星际闪烁导致的脉冲星测时不确定度和测时噪声很难被消除.

但随着 FAST, SKA, ngVLA 等高灵敏度射电望远镜的建成与使用, 脉冲星测时精度将不断提升, 星际传播效应带来的脉冲星测时误差将不可忽略, 能更好地校正星际传播影响, 提高对引力波的探测灵敏度. 通过同时消除色散延迟和散射延迟, 结合宽频带测时技术, 可以进一步优化星际延迟校正技术, 使高散射脉冲星可能成为潜在的测时阵列候选体, 从而增加适合纳入脉冲星测时阵列的脉冲星数量. 此外, Demorest^[40]提出一种研究射电脉冲星的强大新观测技术——循环谱分析, 能够从单次观测中直接确定星际介质的脉冲响应和固有的、未受散射的脉冲轮廓. 在新一代的高灵敏度射电望远镜中研究并使用此技术将有望更好地校正星际传播影响并提高对引力波的探测灵敏度.

参考文献

- 1 Hewish A, Bell S J, Pilkington J D H, et al. Observation of a rapidly pulsating radio source. *Nature*, 1968, 217: 709–713
- 2 Pacini F. Energy emission from a neutron star. *Nature*, 1967, 216: 567–568
- 3 Baade W, Zwicky F. Cosmic rays from super-novae. *Proc Natl Acad Sci USA*, 1934, 20: 259–263
- 4 Özel F, Freire P. Masses, radii, and the equation of state of neutron stars. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2016, 54: 401–440
- 5 Backer D C, Kulkarni S R, Heiles C, et al. A millisecond pulsar. *Nature*, 1982, 300: 615–618

- 6 Foster R S, Backer D C. Constructing a pulsar timing array. *Astrophys J*, 1990, 361: 300
- 7 Verbiest J P W, Shaifullah G M. Measurement uncertainty in pulsar timing array experiments. *Class Quantum Grav*, 2018, 35: 133001
- 8 Scheuer P A G. Amplitude variations in pulsed radio sources. *Nature*, 1968, 218: 920–922
- 9 Williamson I P. Pulse broadening due to multiple scattering in the interstellar medium. *Mon Not R Astron Soc*, 1972, 157: 55–71
- 10 Cordes J M, Boriakoff V, Weisberg J M. An attempt to resolve pulsar magnetospheres using interstellar scintillations. *Astrophys J*, 1983, 268: 370–380
- 11 Hemberger D A, Stinebring D R. Time variability of interstellar scattering and improvements to pulsar timing. *Astrophys J*, 2008, 674: L37–L40
- 12 Shannon R M, Cordes J M. Modelling and mitigating refractive propagation effects in precision pulsar timing observations. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 464: 2075–2089
- 13 Narayan R. The physics of pulsar scintillation. *Phil Trans Royal Soc London Ser A*, 1992, 341: 151–165
- 14 Rickett B J. Radio propagation through the turbulent interstellar plasma. *Annu Rev Astron Astrophys*, 1990, 28: 561–605
- 15 Pan Z, Lu J G, Jiang P, et al. A binary pulsar in a 53-minute orbit. *Nature*, 2023, 620: 961–964
- 16 Lorimer D R, Yates J A, Lyne A G, et al. Multifrequency flux density measurements of 280 pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 1995, 273: 411–421
- 17 Cordes J M, Pidworbetsky A, Lovelace R V E. Refractive and diffractive scattering in the interstellar medium. *Astrophys J*, 1986, 310: 737
- 18 Gupta Y, Rickett B J, Lyne A G. Refractive interstellar scintillation in pulsar dynamic spectra. *Mon Not R Astron Soc*, 1994, 269: 1035–1068
- 19 Reardon D J, Coles W A, Hobbs G, et al. Modelling annual and orbital variations in the scintillation of the relativistic binary PSR J1141-6545. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 485: 4389–4403
- 20 Cordes J M, Rickett B J. Diffractive interstellar scintillation timescales and velocities. *Astrophys J*, 1998, 507: 846–860
- 21 Gwinn C R, Britton M C, Reynolds J E, et al. Interstellar optics. *Astrophys J*, 1998, 505: 928–940
- 22 Bhat N D R, Rao A P, Gupta Y. Long-term scintillation studies of pulsars. I. Observations and basic results. *Astrophys J Suppl S*, 1999, 121: 483–513
- 23 Stinebring D R, McLaughlin M A, Cordes J M, et al. Faint scattering around pulsars: Probing the interstellar medium on solar system size scales. *Astrophys J*, 2001, 549: L97–L100
- 24 Cordes J M, Wolszczan A. Multiple imaging of pulsars by refraction in the interstellar medium. *Astrophys J*, 1986, 307: L27
- 25 Reardon D J, Coles W A, Bailes M, et al. Precision orbital dynamics from interstellar scintillation arcs for PSR J0437-4715. *Astrophys J*, 2020, 904: 104
- 26 Sprenger T, Wucknitz O, Main R, et al. The θ - θ diagram: Transforming pulsar scintillation spectra to coordinates on highly anisotropic interstellar scattering screens. *Mon Not R Astron Soc*, 2021, 500: 1114–1124
- 27 Hewish A, Wolszczan A, Graham D A. Quasi-periodic scintillation patterns of the pulsars PSR 1133+16 and PSR 1642-03. *Mon Not R Astron Soc*, 1985, 213: 167–179
- 28 Cordes J M, Rickett B J, Stinebring D R, et al. Theory of parabolic arcs in interstellar scintillation spectra. *Astrophys J*, 2006, 637: 346–365
- 29 Pen U L, Levin Y. Pulsar scintillations from corrugated reconnection sheets in the interstellar medium. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 442: 3338–3346
- 30 Kramer T, Waltner D, Heller E J, et al. Scattering model of scintillation arcs in pulsar secondary spectra. *Mon Not R Astron Soc*, 2024, 531: 3950–3960
- 31 Levin L, McLaughlin M A, Jones G, et al. The NANOGrav nine-year data set: Monitoring interstellar scattering delays. *Astrophys J*, 2016, 818: 166
- 32 Lambert H C, Rickett B J. On the theory of pulse propagation and two-frequency field statistics in irregular interstellar plasmas. *Astrophys J*, 1999, 517: 299–317
- 33 Liu Y, Verbiest J P W, Main R A, et al. Long-term scintillation studies of EPTA pulsars. I. Observations and basic results. *Astron Astrophys*, 2022, 664: A116
- 34 Main R A, Antoniadis J, Chen S, et al. Variable scintillation arcs of millisecond pulsars observed with the Large European Array for Pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2023, 525: 1079–1096
- 35 Verbiest J P W, Lentati L, Hobbs G, et al. The International Pulsar Timing Array: First data release. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 458: 1267–1288
- 36 Liu Y, Main R A, Verbiest J P W, et al. Periodic interstellar scintillation variations of PSRs J0613-0200 and J0636+5128 associated with the Local Bubble shell. *Sci China-Phys Mech Astron*, 2023, 66: 119512
- 37 Rickett B J, Coles W A, Nava C F, et al. Interstellar scintillation of the double pulsar J0737-3039. *Astrophys J*, 2014, 787: 161
- 38 Reardon D J, Main R, Ocker S K, et al. Bow shock and Local Bubble plasma unveiled by the scintillating millisecond pulsar J0437-4715. *Nat Astron*, 2025, 9: 1053–1063

- 39 Reardon D J, Bailes M, Shannon R M, et al. The neutron star mass, distance, and inclination from precision timing of the brilliant millisecond pulsar J0437-4715. *Astrophys J Lett*, 2024, 971: L18
- 40 Demorest P B. Cyclic spectral analysis of radio pulsars. *Mon Not R Astron Soc*, 2011, 416: 2821–2826

Interstellar scintillation studies on millisecond pulsars

LIU Yulan^{1,2}, LU Jiguang^{1,2*}, JIANG Peng^{1,2*}, WU Ziwei¹, YAO Jumei³ & DANG Shijun^{2,4}

¹*National Astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100101, China*

²*Guizhou Radio Astronomical Observatory, Guiyang 550025, China*

³*Xinjiang Astronomical Observatory, Chinese Academy of Sciences, Urumqi 830011, China*

⁴*School of Physics and Electronic Science, Guizhou Normal University, Guiyang 550025, China*

**Corresponding authors (LU Jiguang, email: lujig@nao.cas.cn; JIANG Peng, email: pjiang@bao.ac.cn)*

Millisecond pulsars (MSPs), characterized by their exceptional rotational stability, are crucial for detecting low-frequency gravitational waves and establishing pulsar time standards. However, their signals suffer from interstellar scintillation and scattering due to propagation through the turbulent interstellar medium, which impairs timing precision. This review systematically details the analytical methods and geometric models of interstellar scintillation studies, summarizes relevant findings on MSPs from pulsar timing arrays, and discusses strategies to exploit scintillation analyses for enhancing timing accuracy.

millisecond pulsars, interstellar scintillation, pulsar timing

PACS: 97.60.Gb, 98.38.Dq

doi: [10.1360/SSPMA-2025-0362](https://doi.org/10.1360/SSPMA-2025-0362)