

# 脉冲星物理

吴鑫基, 乔国俊, 徐仁新 编著 W.  
中外物理学精品书系 NSP 51  
Reading Notes

Renkun Kuang

2019

## 前言

我国的脉冲星研究始于 20 世纪 70 年代中期. 在那时, 我国的射电望远镜还不具备观测脉冲星的能力, 只能利用国外的观测资料进行理论研究.

## 1 中子星的预言、发现和证认-Questions

### 1.1 中子星的预言和寻找

### 1.2 行星际闪烁观测和脉冲星的发现

### 1.3 脉冲星被证认为中子星

### 1.4 超新星、超新星遗迹和中子星

#### 1.4.1 超新星爆发是无法预测的, 总是在人们不知不觉的时候发生.

P15, 有没有方法预测超新星的爆发?

#### 1.4.2 天文学家最期待能在 SN1987A 的遗迹中找到脉冲星或黑洞

P16, 但还没有成功

### 1.4.3 时间分辨率与什么因素有关

P21, 由于ChandraX射线天文台在成像观测模式下的时间分辨率为3.2秒, 比脉冲星周期137毫秒长很多, 因此不可能获得X射线脉冲周期信息 → X射线望远镜的时间分辨率与什么因素有关(灵敏度与成像时间成反比, 所以要达到一定的灵敏度, 就需要一定长的时间, 这可能是一个限制因素; 其他的因素: 读出时间?), 为什么Chandra 时间分辨率不能做的低一些, 我们能不能做?

## 1.5 脉冲星类天体概览

### 1.5.1 至今尚未清楚地了解脉冲星的内部结构

P23, 至今尚未清楚地了解脉冲星地内部结构, 这里涉及对基本强相互作用低能非微扰属性的理解.

## 2 射电脉冲星的观测工具——射电天文望远镜-Questions

### 2.1 射电脉冲星信息的特点和射电望远镜的基本结构

#### 2.1.1 脉冲星-很短的周期脉冲-要求高时间分辨率-数据量计算了极大

P26, 在进行基频混频后(???不懂), 信号最高频率可达到 100 MHz, 甚至 1000 MHz, 这就要求采样时间达到  $10^{-1}$  ns (Nyquist定理), 也就是要求极高的时间分辨率. 由于采样时间特别短, 因此数据量惊人, 相应的计算量也特别大. 有何方法解决这一问题?

#### 2.1.2 信号受星际介质的影响-要求有强大的消色散能力

P26,

#### 2.1.3 部分观测课题要求高空间分辨率

P26, 甚长基线干涉仪网的分辨率已大大超过大型光学望远镜, 但还不能分辨半径仅有 10 km 的中子星的辐射区的细节. 有何方法?

2.1.4 主焦方式的射电望远镜的缺点, Cassegrain系统的优点, Gregory的优点, 为什么德国 Effelsberg 100 米射电望远镜可以设置两个馈源屋(P41, 它采用 Gregory 天线系统使得这台望远镜有两个馈源屋)

2.1.5 射电望远镜的灵敏度

射电望远镜的灵敏度用最小可观测流量密度表示:

$$S_{min} = \frac{2kT_{SYS}}{A\sqrt{\tau} \cdot \Delta f}$$

2.1.6 抛物面天线表面的制造精度要求均方误差不大于  $\lambda/20$ , 否则天线的效率将会大大降低, 导致有效接收面积减小

对米波或长分米波观测, 这样的精度容易达到, 甚至可以用金属网作镜面, 而厘米波和毫米波天线需用平滑的金属板(或镀膜)作镜面, 为了保证镜面与理想抛物面完全一致, 还要采用保形设计、主动反射面等技术.

P28,

抛物面天线表面的制造精度要求均方误差等于  $\lambda/20$  时, 天线增益降低 39%, 相当于有效接收面积减小. (P32)

2.1.7 射电望远镜天线的运转有 3 种形式: 地平式(目前大型射电望远镜采用)、赤道式和中星仪式

对指向精度和跟踪精度有严格的要求

指向精度要求满足均方误差不大于该频率的方向图的半功率束宽的一半

由于天线的方向图主瓣宽度随频率的增加而变窄, 所以高频波段的观测对指向精度的要求更高.

## 2.2 射电望远镜的天线系统及性能参数

2.2.1 脉冲星观测常用的射电望远镜中抛物面天线居多, 其次是球面天线和偶极子阵天线. 馈源最常用的是偶极振子和喇叭天线

P29

2.2.2 抛物面天线: 焦径比  $f/D$  的大小表征望远镜的结构特征.  $f/D$  越大, 抛物面越浅, 加工越容易, 但馈源需离反射面越远, 天线的抗干扰能力越差.

P29 天线互易原理: 接收/发射, 工作特性一样

### 2.2.3 抛物面天线的优点,球面天线和振子天线

P30

### 2.2.4 天线的重要参数:有效(接收)面积和天线效率,方向性、角分辨率和增益

## 2.3 射电望远镜接收机

### 2.3.1 射电望远镜的灵敏度不仅由天线口径及品质决定,而且与接收机的关系重大

从天体投射来并汇集到望远镜天线焦点的射电波、必须达到一定的功率电平才能被接收机检测出来。

当望远镜建成以后,继续提高灵敏度的主要手段是不断改善接收机的性能、如降低接收机系统的噪声温度和增加频带宽度等。

### 2.3.2 超外差式接收机的组成、选用超外差式的原因

超外差式接收机在灵敏度、频率选择性及稳定性上都有相当优异的特性,传统的接收机大都采用超外差式结构。

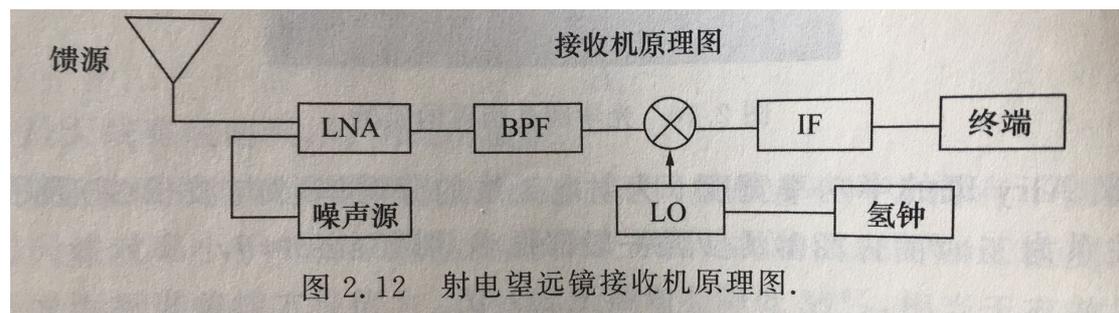


图 2.12 射电望远镜接收机原理图。

如果接收机在一个频段的增益超过 60 dB,就可能产生自激而变得不稳定,采用超外差式,分别在两个频段放大信号,解决来这个难题,保证接收机获得必要的增益,并能稳定工作。

### 2.3.3 射电望远镜观测系统的噪声

接收机的噪声是系统噪声的主要来源

Nyquist 定理给出导体中热噪声的有用输出功率为

$$P_n = kTB$$

其中B为噪声带宽、噪声功率与工作中心频率无关,因此叫白噪声。

比天空背景辐射更弱的脉冲星观测不到, 脉冲星辐射的是幂律谱 (谱指数平均为  $-1.5$ ), 银河系背景辐射的谱更陡 (谱指数平均为  $-2.6$ ). 天空背景辐射随频率增加而快速减少,  $327\text{ MHz}$  的背景辐射约  $300\text{ K}$ ,  $1.5\text{ GHz}$  时约  $5\text{ K}$ , 到了毫米波段就接近  $0\text{ K}$  了.

国际组织分配给射电天文业务的频段, 主要是分子谱线附近的频段. 对于脉冲星观测, 为了提高灵敏度, 要求非常宽的带宽, 这样的频率保护不起作用. 新疆天文台  $25\text{ 米}$  射电望远镜脉冲星观测使用的消色散接收系统, 频带宽度是  $320\text{ MHz}$  和  $1\text{ GHz}$  两种, 只能寻找远离城市, 人烟稀少的地方, 以及四周有比较高的山阻隔外界电磁波的台址.

### 2.3.4 制冷式前置放大系统

接收机的多级放大器的噪声由第一级决定, 所以通常用液氮来冷却接收机的第一级放大器

制冷式前置放大器对于频率比较高的观测才是必要的, 因为频率高, 银河系背景辐射就低, 这时希望接收机的噪声温度越低.

新疆天文台研制的接收机系统有线极化(适宜脉冲星观测)和圆极化(适宜作 VLBI 观测)两种工作模式.

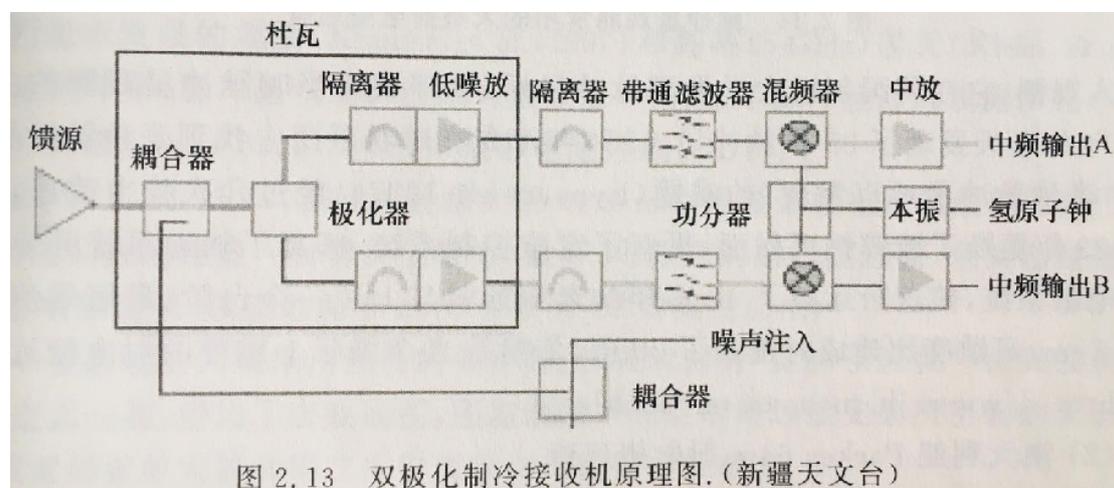


图 2.13 双极化制冷接收机原理图. (新疆天文台)

## 2.4 脉冲星观测常用的大型单天线射电望远镜简介

P41, (4) 前面一行漏了一个字, 应该是脉冲星观测研究已成为重点之一

美国 Green Bank 100 米口径射电望远镜, 歪脖子(天线采用偏轴方式, 天线表面正上方空无一物, 增加了有效面积, 还能消除一般射电望远镜支架引起的反射和衍射). 采用高度自动化的主动反射面系统, 激光测距系统能及时测出天线表面的形变, 然后发出指令通过马达把主反射面和第二反射面调整好. 天线由 2004 块金属板拼成, 它能使金属板上下移动, 以保持表面的形状与理想形状相近.

GBT发现的 PSR J1748 - 2446ad, 周期仅为 1.4 毫秒, 是目前发现的周期最短的脉冲星 (Ransom, et al., 2005).

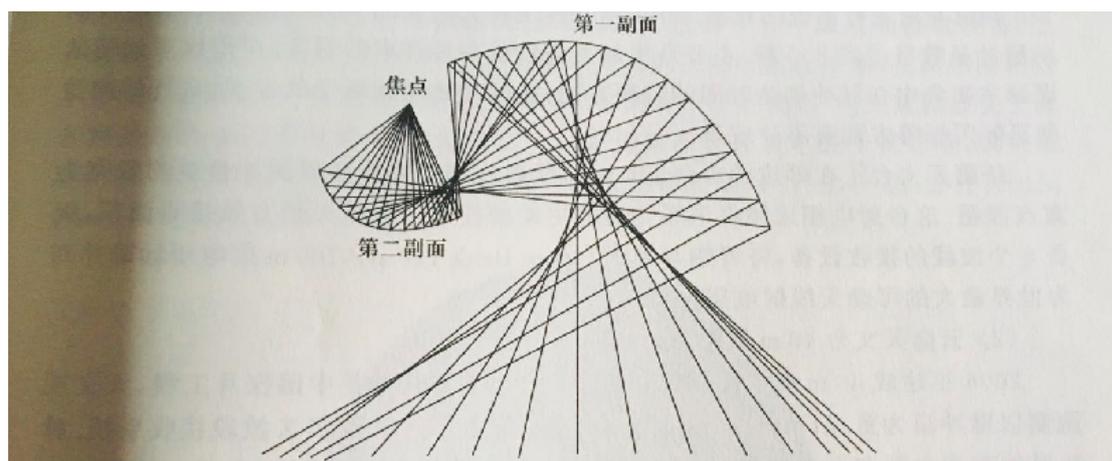


图 2.17 Arecibo 射电望远镜 Gregory 双反射面馈源系统。(选自郑兴武的《射电天文技术和方法讲座》, 2010)

这台射电望远镜对脉冲星观测研究有着重要的贡献, 最激动人心的观测成果是 1974 年发现第一个射电脉冲双星系统 PSR B1913 + 16 (Hulse & Taylor, 1975), 这一发现使得 Hulse 和 Taylor 一起获得 1993 年诺贝尔物理学奖. 1982 年, 美国的 Backer 教授等应用这台望远镜发现毫秒脉冲星, 开辟了一个新的研究领域 (Backer, et al., 1982). 1992 年, Wolszczan 和 Frail 用这个望远镜发现了毫秒脉冲星 PSR B1257 + 12 的行星系统, 它成为人类首次发现的太阳系外的行星系统 (Wolszczan & Frail, 1992).

由于灵敏度的提高和观测天区的扩大, FAST 对同类天体的可观测数目将增加约 5 倍. FAST 可以进行精度特别高的脉冲星信号到达时间测量, 由目前的 120 纳秒提高至 30 纳秒, 成为世界上最精确的脉冲星计时观测设备.

## 2.5 其他观测脉冲星的射电望远镜

高精度定位的脉冲星观测课题需要多天线组成的射电望远镜系统。

Ryle 发明的综合孔径射电望远镜, 在此基础上发展起来的甚长基线干涉仪网在分辨率方面远超光学望远镜。

光学是不是也能做综合孔径, 干涉系统?

甚长基线干涉仪网取消馈线(所以望远镜之间的基线可以非常长, 因此分辨率特别高, 对脉冲星自行和视差的观测特别有利), 放置在不同地方的射电望远镜同时对同一个射电望远镜在同一波段进行观测, 观测数据分别记录下来, 观测后再把各个射电望远镜的观测数据进行相关处理, 获得射电源的图像。

对于脉冲星距离的估计方法很多, 但测量视差获得的距离最为准确。由于绝大多数脉冲星的距离是用测量 DM 值来估计的, 这种方法要求知道星际电子密度的分布及其平均值, 而估计星际电子密度的方法需要用其他方法测出一批脉冲星的比较准确的距离, 然后根据测量的 DM 值推算出电子密度。

综合孔径射电望远镜是多天线系统, 其灵敏度由所有天线有效接收面积的总和来决定, 灵敏度很高, 正是脉冲星观测所要求的。

SKA研究和讨论从 1993 年开始进行来将近 20 年, 到 2011 年确定来设计方案。

脉冲星的辐射是幂律谱, 在低频端很强, 所以早期的观测都在比较低的频率上进行。

俄罗斯 Lebedev 巨型相控阵, 计算机控制阵列天线中辐射单元的馈电相位来改变方向图, 使方向束可以在赤纬很大范围之间调整, 有效接收面积很大。发现了脉冲星频谱的低频反转现象 (Kuz'min, et al., 1978)。

欧洲低频阵列(LOFAR)射电望远镜:

LOFAR的天线单元都是比较简单的偶极子天线, 没有技术难度, 众多观测站组成总和孔径式的阵列。脉冲星观测需要采用总功率方式, 即要求各族天线的信号同相加, 称为相干观测, 形成相干方向束, 使观测灵敏度达到最大。主要的难题是海量信息的收集和处理。

不同尺度的天线阵方向束, 决定了望远镜的分辨率。

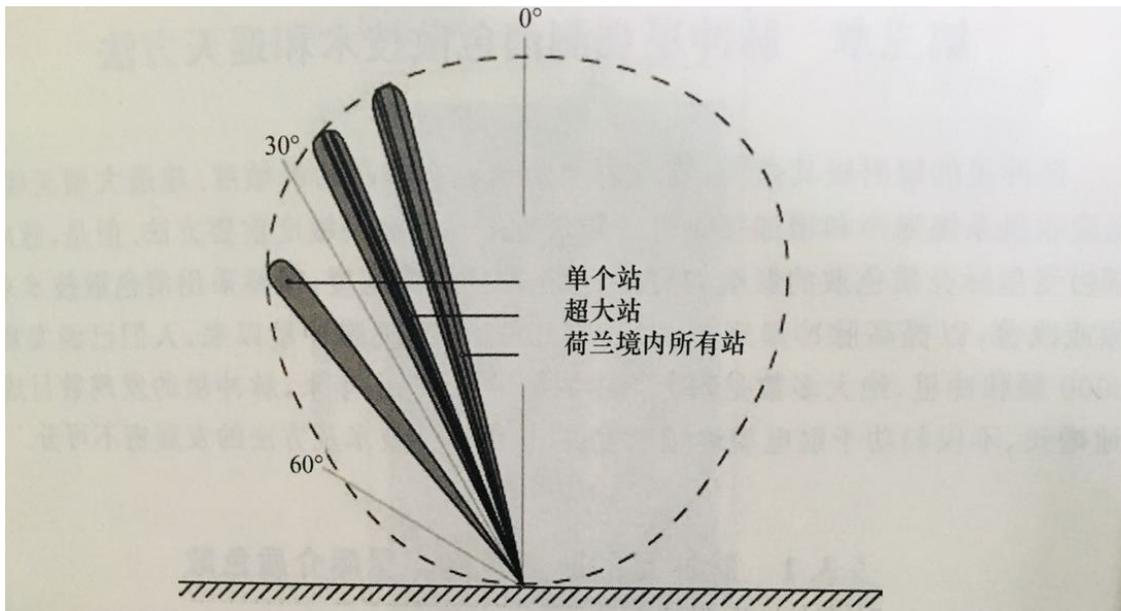


图 2.22 LOFAR 三种典型的方向束: 单个站的方向束为  $5.8^\circ$ , 超大站的方向束为  $0.5^\circ$ , 荷兰境内所有站同时观测可以获得  $5''$  的方向束. (van Leeuwen & Stappers, 2010)

目前已经发表了一批脉冲星的观测结果 (van Leeuwen, et al., 2010; Pilia, et al., 2016). Pilia 等 (2016) 给出了 LOFAR 观测的 100 颗脉冲星的结果. 图 2.23 是 2 颗脉冲星在 4 个频率的平均脉冲轮廓图.

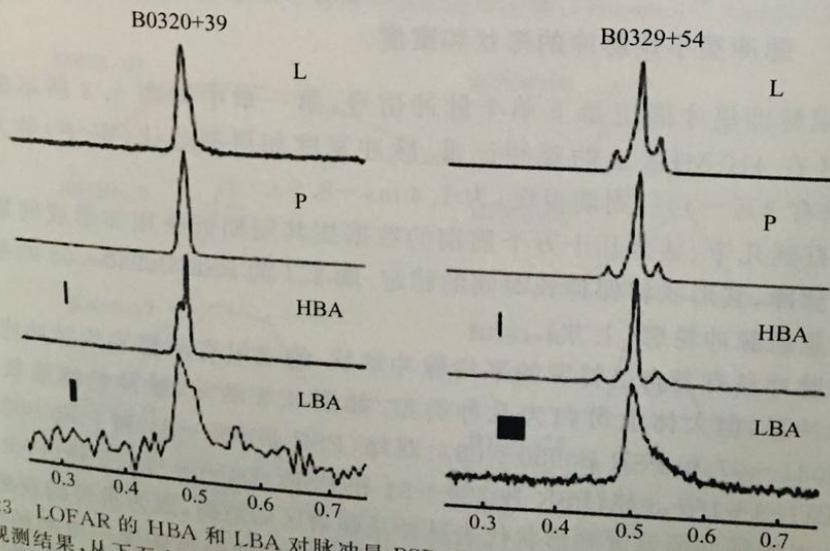


图 2.23 LOFAR 的 HBA 和 LBA 对脉冲星 PSR B0320+39 和 PSR B0329+54 的平均脉冲轮廓观测结果, 从下至上分别为 LBA, HBA, 荷兰 WSRT 的 350 MHz (P) 和英国 Lovell 射电望远镜 1400 MHz (L). (Pilia, et al., 2016)

### 3 脉冲星观测消色散技术和巡天方法

脉冲星的辐射极其微弱,要求射电望远镜有很高的灵敏度.建造大型天线、降低接收机系统噪声和增加接收机的频带宽度是提高灵敏度重要方法.但是,脉冲星辐射受星际介质色散的影响,只能采用很窄的频带宽度,需要采用消色散技术来消除或改善,以提高脉冲星观测能力.自1967年发现脉冲星以来,人们已经发现近3000颗脉冲星,绝大多数是银河系中的脉冲星.近十年来,脉冲星的发现数目成倍地增长,不仅归功于射电望远镜的发展,也与巡天技术及方法的发展密不可分.

#### 3.1 脉冲星的脉冲宽度和星际介质色散

脉冲星辐射的第一个重要特征是周期性的脉冲,脉冲宽度只占周期的一小部分.辐射经过漫长旅程才能到达射电望远镜,在传播过程中将会受到星际介质的色散和散射的影响,导致脉冲轮廓的展宽和变形以及强度的变化和频率的漂移.其中色散的影响最为严重,只有当接收机采用很窄的频带宽度时,才能降低或消除这种影响,导致射电望远镜的灵敏度大大降低.

##### 3.1.1 脉冲星平均脉冲的形状和宽度

平均脉冲的形状和宽度代表脉冲星辐射区的结构,是重要的观测参数.

到 100%，如 PSR B0826-34。

脉冲星表上给出的流量密度是一个周期的平均流量密度，对于脉冲宽度很窄的脉冲星来说，其脉冲轮廓峰值流量密度是平均流量密度的  $P/W_E$ ，因此第二章给出的射电望远镜灵敏度公式(2.2)要增加一个修正因子，变为

$$S_{\min} = \frac{CT_{\text{SYS}}}{G \sqrt{N_p t_{\text{int}} \Delta\nu}} \sqrt{\frac{W_E}{P - W_E}}, \quad (3.1)$$

其中  $C$  为信噪比， $T_{\text{SYS}}$  为系统噪声温度， $G$  是天线增益(由口径和效率决定)， $N_p$  是观测馈源的极化数， $\Delta\nu$  为频带宽度， $t_{\text{int}}$  是观测时间， $P$  为脉冲星周期， $W_E$  为脉冲等效宽度。对比(2.2)式，此处除了增加含有  $P/W_E$  的因子外，还用天线增益  $G$  替换了天线面积，用  $t_{\text{int}}$  替换了观测时间  $\tau$ 。考虑到不同观测课题对信噪比的要求不同，如偏振观测要求  $S/N$  达到 50~100，脉冲到达时间的观测则达到 10 就可以了，所以增加了信噪比  $C$  这个参数。还有，有的射电望远镜能接收两个偏振分量，而有的只能接收一个偏振分量，馈源的极化数  $N_p$  视实际情况取为 2 或 1。系统噪声温度  $T_{\text{SYS}}$  包括了射电望远镜的所有噪声，即接收机噪声、馈源噪声、太空背景噪声和周围环境噪声等等。

从(3.1)式可以看出，如果脉冲宽度被展宽到与周期相当， $S_{\min}$  就会变得非常大，射电望远镜也就失去了观测脉冲星的能力。

### 3.1.2 导致平均脉冲轮廓展宽和变形的因素

平均脉冲轮廓的形状和宽度受到星际介质色散、闪烁和散射的影响。色散和散射都会使平均轮廓展宽，而闪烁将使脉冲的强度发生变化。

散射引起的脉冲轮廓展宽的问题。

射电望远镜观测到的脉冲宽度并非真实的宽度，至少附加了 3 项影响：

$$W^2 = W_0^2 + t_{\text{samp}}^2 + t_{\text{DM}}^2 + t_{\text{scatt}}^2, \quad (3.2)$$

其中  $W_0$  是真实宽度， $t_{\text{samp}}$  是采样时间导致的脉冲展宽， $t_{\text{DM}}$  是星际介质色散导致的脉冲展宽， $t_{\text{scatt}}$  是星际散射导致的脉冲展宽。灵敏度强烈地依赖于接收机的频带宽度。脉冲轮廓展宽了，峰值下降，当  $W \geq P$  时脉冲信号被平滑，不可能进行脉冲星的观测。(3.2)式中各项的影响的分析如下。

为了提高望远镜的灵敏度，采用增加积分时间的方法，远超脉冲星的周期，不可能发现脉冲星的周期结构。采样时间用得过长，是之前很多望远镜未能发现脉冲星的原因。

星际介质散射把脉冲轮廓展宽而形成一条指数衰减的尾巴, 此衰减与频率有很强的负相关性.

星际介质散射和色散效应导致脉冲到达时间的延迟由(3.3)和(3.4)式表示:

$$t_{\text{scatt}} = \left(\frac{DM}{1000}\right)^{3.5} \left(\frac{400}{\nu_{\text{MHz}}}\right)^4, \quad (3.3)$$

$$t_{\text{DM}} = 4.15 \times 10^3 \frac{DM}{\nu_{\text{MHz}}^2}, \quad (3.4)$$

色散量 DM 与距离和星际介质的平均电子密度成反比.

### 3.1.3 稀薄等离子体的色散效应

P56 推导, 对均匀各向同性的介质来说, 能量传播的速度是群速.

测量色散量 DM, 可以设计一台特殊的射电望远镜的接收机, 它有两个很窄的频率通道, 通过不同频率的能量到达接收机的时间不同, 来估算 DM.

### 3.1.3 稀薄等离子体的色散效应

银河系恒星之间空空荡荡,但仍然有着各种各样的物质. 星际介质成分包括中性氢、电离氢、氦气、微量的轻元素原子和微小的固体粒子.

射电源的无线电波在星际空间中传播,必然要受到星际介质的影响. 由于星际介质中存在自由电子,射电波的群速度  $V_g$  要比光速稍小一些,其影响程度取决于频率. 这种星际介质的色散作用,使得同一个脉冲但不同频率的能量到达射电望远镜的时间有差别. 对于一个均匀各向同性的介质来说,能量传播的速度是群速  $V_g$ , 它为

$$V_g = c \left( 1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.5)$$

其中

$$\nu_p^2 = \frac{e^2 n_e}{\pi m}, \quad (3.6)$$

$\nu_p$  为等离子体频率,  $n_e$ ,  $e$  和  $m$  分别为电子的密度、电荷和质量. 对于一个连续的信号(即非脉冲信号),群速的减小不能测量,但对于脉冲信号就能够测量. 这一特点,使星际介质色散的测量成为估计脉冲星距离或星际电子密度分布的有效方法.

由(3.5)式可知,电磁波在星际介质中传播的群速度总是小于光速,因此脉冲星辐射经过距离  $d$  后到达射电望远镜的时间比以光速传播的时间要长一些,延迟时间  $t$  为

$$t = \left( \int_0^d \frac{dl}{V_g} \right) - \frac{d}{c}. \quad (3.7)$$

由于观测频率远远高于等离子体频率,群速公式可以化简:

$$\frac{c}{V_g} = 1 + \frac{1}{2} \frac{\nu_p^2}{\nu^2}. \quad (3.8)$$

频率为  $f$  的脉冲到达射电望远镜的时间相对于真空中传播的延迟为

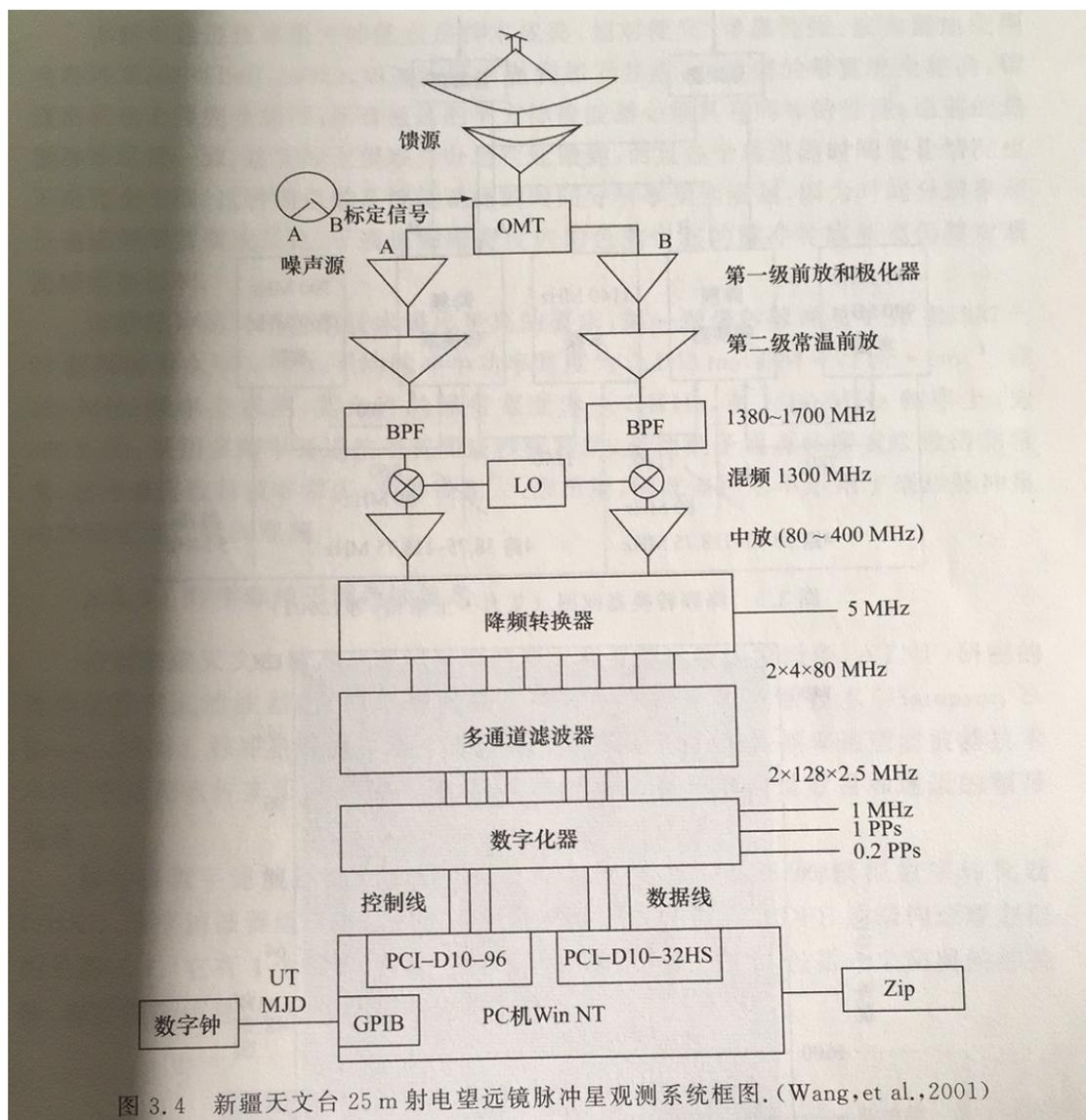
$$t = \frac{e^2}{2\pi mc} \int_0^d \frac{n_e dl}{\nu^2} \equiv D \times \frac{DM}{\nu^2}, \quad (3.9)$$

P57, 蟹状星云脉冲星, 周期为 33 毫秒, 平均脉冲宽度  $W_{50}$  约 3 毫秒.

## 3.2 消色散技术

保证平均脉冲轮廓不被展宽, 只能采用很窄的频带宽度, 导致射电望远镜灵敏度大大降低, 成为脉冲星观测中的一个难题.

## 3.2.1 多频率通道滤波器



P58, 多频率通道滤波器系统原理

P61, 多通道滤波器的优缺点, 会使观测的时间分辨率受到限制, 因为时间分辨率与子通道频带宽度成反比, 子通道频带宽度内的色散引起的脉冲轮廓展宽仍然对观测精度有影响.

若采用多频率通道技术观测毫秒脉冲星, 必须把子通道频带宽度做的非常窄, 这样通道数目就非常多, 变得很庞大、昂贵, 因此该技术不适用于毫秒脉冲星的高精度到达时间观测.

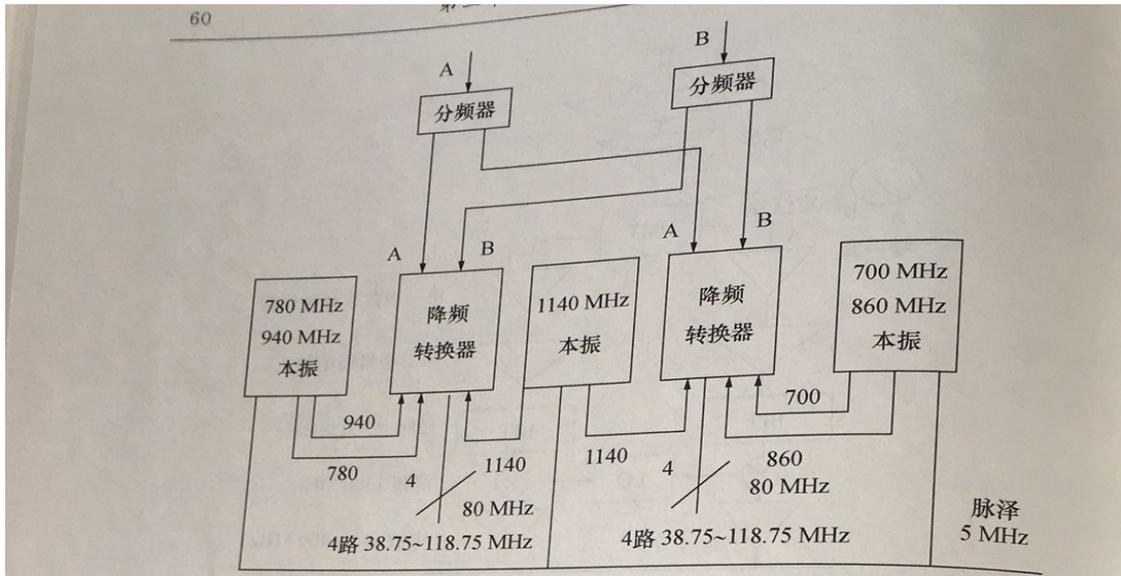


图 3.5 降频转换器框图。(艾力·玉素甫, 等, 2001)

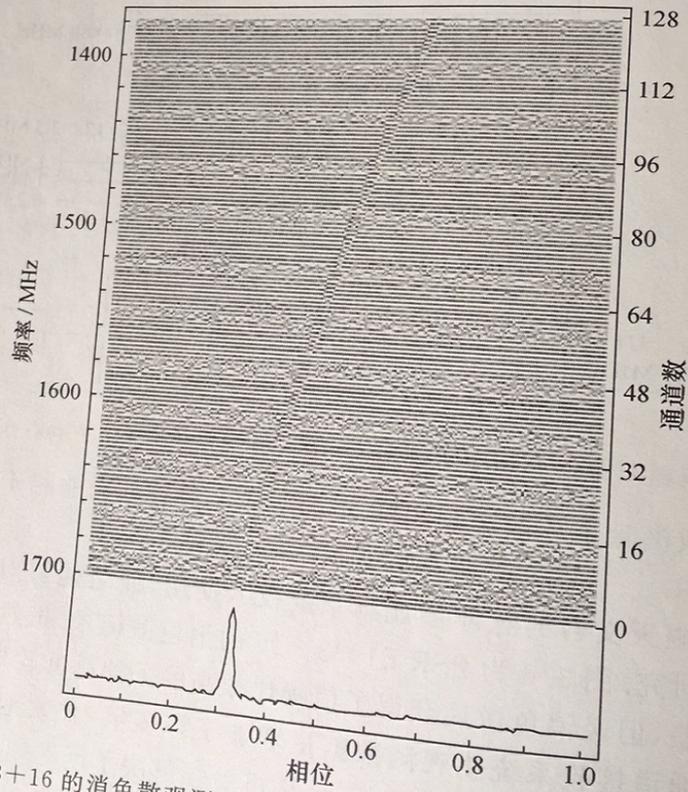
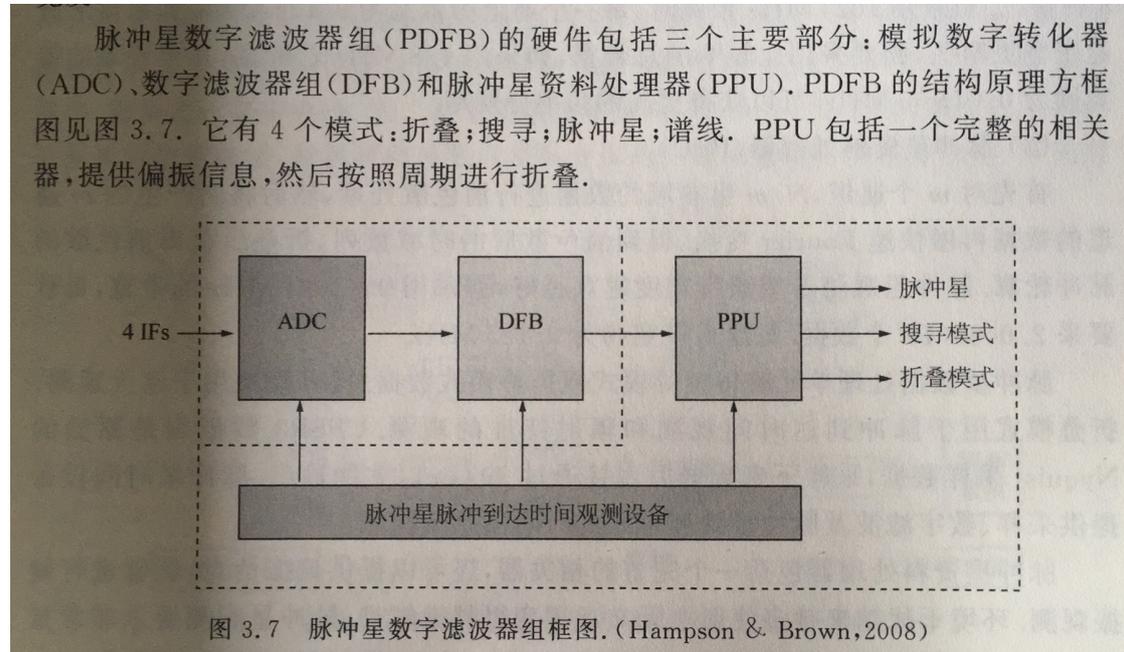


图 3.6 PSR B1933+16 的消色散观测. 图上部是 128 频率通道的周期折叠后的结果. 图下部是 128 通道的结果消除色散后叠加的平均脉冲轮廓. (Wang, et al., 2001)

### 3.2.2 数字非相干消色散技术

脉冲星观测和分子谱线观测均可以使用,用软件来形成多频率通道,可以根据需要调节通道数目和通道的频带宽度.



P62, 数字非相干消色散系统原理  
 搜寻模式用于巡天观测、折叠模式用于脉冲到达时间观测和辐射特性观测.

### 3.2.3 数字式相干消色散接收机的基本原理

相干消色散方法最早是 Hankins 和 Rickett(1975 年)提出来的,但是一直受到计算机运行速度和资料存储设备功能不足的制约. 90 年代中后期各项技术飞速发展,使数字式相干消色散接收机的研制和使用有了可能. 对星际介质色散效应的最直接、最彻底的消除技术是相干消色散技术. 星际介质对无线电波的色散作用实际上相当于无线电波经过了一个具有星际介质传输函数的滤波器. 如果将观测信号通过一个具有星际介质传输函数反函数的滤波器,就可以消除信号中星际介质的色散效应. 这个过程既可以通过硬件实现,也可以通过软件实现,分别称为硬件相干消色散和软件相干消色散.

(1) 相干消色散接收系统原理框图.

相干消色散接收系统原理如图 3.8 所示,主要有四部分:首先要按 Nyquist 定理规定的采样率采样,保证获得脉冲星信号的全部信息(幅度和相位). 为了降低采样率,需要进行基带混频. 第二是采用快速 Fourier 变换(FFT),将时域中记录到的数据流转换到频域,对频域信号乘以星际介质的传输函数进行消色散处理. 事先要

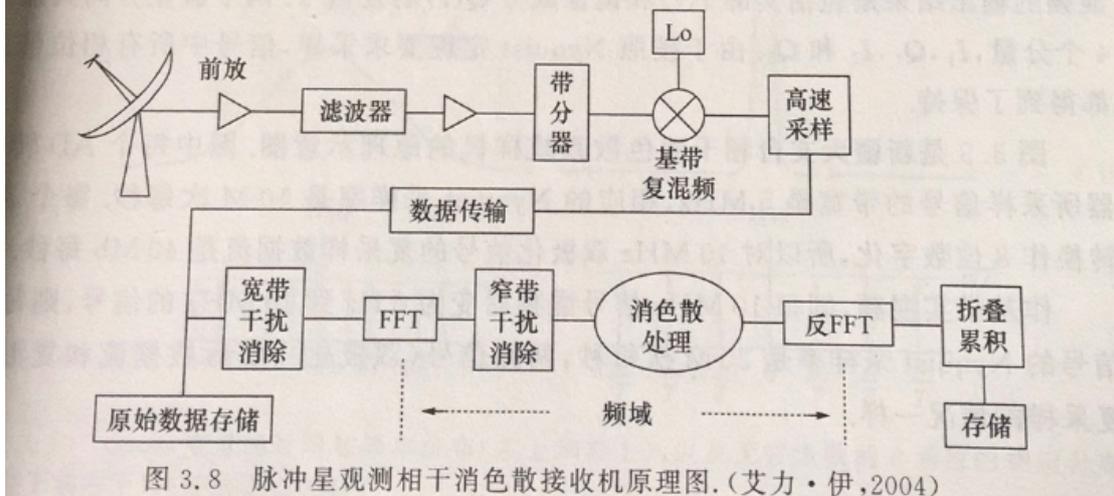


图 3.8 脉冲星观测相干消色散接收机原理图。(艾力·伊, 2004)

事先要在理论上导出星际介质传输函数,以便在频域中进行消色散. 对于脉冲星观测,希望带宽越宽越好,这样采样率就要提高,数据量增加,计算量也会增加,频带目前尚不能做的太宽.

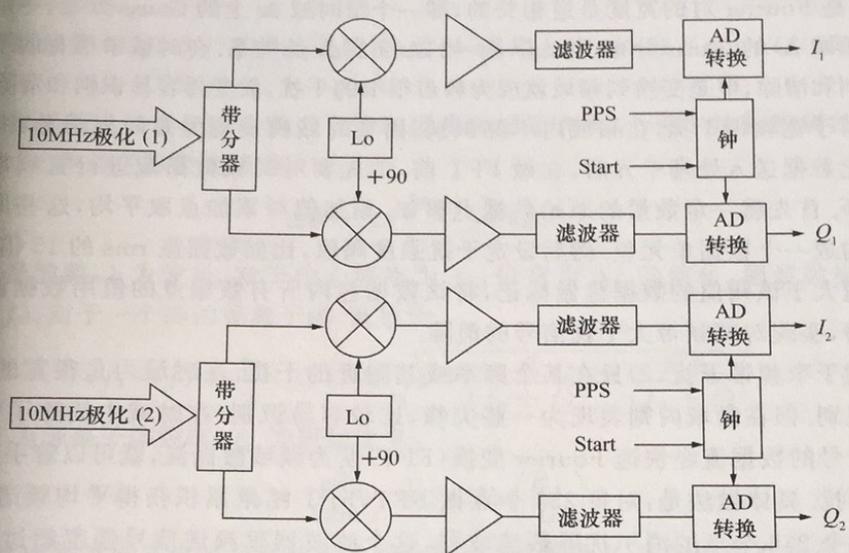


图 3.9 对 10 MHz 双极化信号的基带复混频和复采样。(艾力·伊, 2004)

(3) 清除电磁干扰.

脉冲星观测要求非常宽的频带宽度, 更容易受到环境的电磁干扰. 造成观测干扰的电磁噪声可以近似地看成 Gauss 噪声(图 3.10). Gauss 噪声的概率密度函数是 Gauss 函数, 有两个重要特性: 一是 Gauss 函数的 Fourier 变换仍然是 Gauss 函

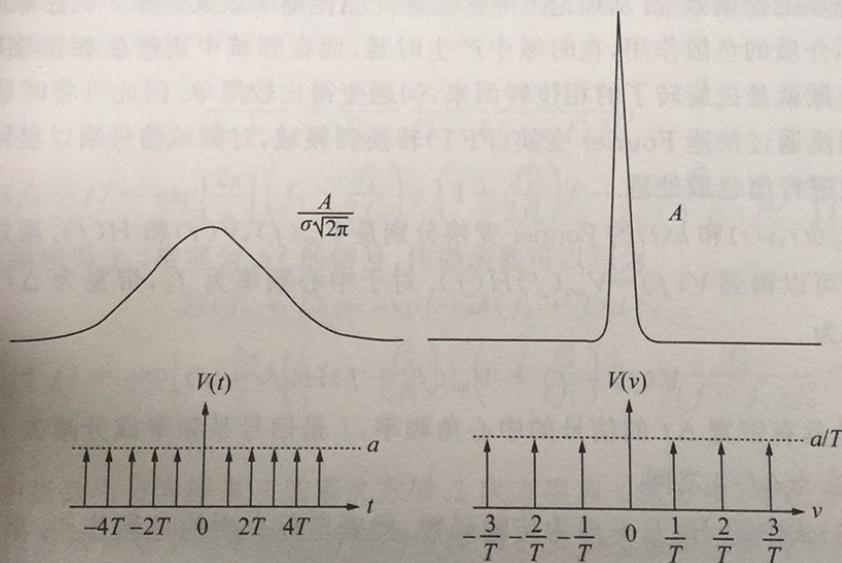


图 3.10 Gauss 变量的时间和频率分布(左上和右上), 以及无穷级数的  $\delta$  函数的相应分布(左下和右下).(姜碧涛, 2008)

P67, 星际介质传输函数的理论推导.

传输函数  $H(f_0 + f)$  的导出是关键. 这里, 采用 Lorimer 和 Kramer(2005) 的推导结果.

如果无线电波在星际介质这个滤波器里传播距离为  $d$ , 每个波长距离的相位旋转是  $2\pi$ , 则总的相位旋转为

$$\Delta\Phi = 2\pi \int_0^d \frac{dl}{\lambda} = kd, \quad (3.18)$$

其中  $k$  是波数,  $\lambda$  为波长. 对于中心频率为  $f_0$ , 带宽为  $\Delta f$  的信号, 则波数应写为  $k(f_0 + f)$ . 对于一个冷的等离子体, 波数为

$$k(f_0 + f) = \frac{2\pi}{c}(f_0 + f) \sqrt{1 - \frac{f_p^2}{(f_0 + f)^2} \mp \frac{f_p^2 f_B}{(f_0 + f)^3}}, \quad (3.19)$$

其中  $f_p$  为等离子体频率,  $f_B$  为回旋频率:

$$f_B = \frac{eB_{\parallel}}{2\pi m_e c} \approx 3 \text{ MHz} \left( \frac{B_{\parallel}}{G} \right). \quad (3.20)$$

(3.19) 式中平方根式内第 3 项的正负号分别代表左旋和右旋偏振波在磁化介质中的传播速度. 星际磁场很弱, 约为  $1 \mu\text{G}$ ,  $f_B$  约为  $3 \text{ Hz}$ , 而等离子体频率  $f_p$  约为  $2 \text{ kHz}$ . 所以根式中第 3 项远小于第 2 项, 一般可忽略第 3 项. 又由于根式中第 2 项远小于 1, 对 (3.19) 式 Taylor 级数展开后取第 1 项就足够精确了:

$$k(f_0 + f) \approx \frac{2\pi}{c}(f_0 + f) \left[ 1 - \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)^2} \right]. \quad (3.21)$$

在特殊的情况下可能保留 (3.19) 式中根式里的第 3 项, 那么不同的偏振分量就具有不同的传输函数.

$$\frac{1}{f_0 + f} = \frac{1}{f_0} - \frac{f}{f_0^2} + \frac{f^2}{(f_0 + f)f_0^2}, \quad (3.22)$$

$$k(f_0 + f) = \exp \left\{ \frac{2\pi}{c} \left[ \left( f_0 - \frac{f_p^2}{2f_0} \right) + \left( 1 + \frac{f_p^2}{2f_0^2} \right) f - \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)f_0^2} f^2 \right] \right\}. \quad (3.23)$$

对于中心频率为  $f_0$ , 带宽为  $\Delta f$  的信号, 传播函数可以写为

$$H(f_0 + f) = \exp[-ik(f_0 + f)d], \quad (3.24)$$

$$H(f_0 + f) = \exp \left\{ -i \frac{2\pi}{c} d \left[ \left( f_0 - \frac{f_p^2}{2f_0} \right) + \left( 1 + \frac{f_p^2}{2f_0^2} \right) f - \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)f_0^2} f^2 \right] \right\}. \quad (3.25)$$

(3.25) 式中指数项分为频率  $f$  的零次方项、1 次方项和 2 次方项. 零次方项代表随机的量, 1 次方项依赖于频率到达时间的位移. 2 次方项才是相位旋转引起的, 是干涉消色散技术中的关键公式:

$$H(f_0 + f) = \exp \left\{ +i \frac{2\pi}{c} d \left[ \frac{f_p^2}{2(f_0 + f)f_0^2} f^2 \right] \right\}. \quad (3.26)$$

将已知参数  $D$  和  $DM$  代入, (3.26) 式变为

$$H(f_0 + f) = \exp\left\{+i \frac{2\pi D}{(f + f_0)f_0} DM f^2\right\}, \quad (3.27)$$

其中

$$D \equiv \frac{c^2}{2\pi m_e c} \approx 4.15 \times 10^7 \text{ MHz}^2 \cdot \text{pc}^{-1} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{s},$$

$$DM = \int_0^d n_e dl.$$

(3.27) 式就是消色散需要的传输函数。

(5) 数字式相干消色散接收机的优越性。

数字式相干基带接收机应用于脉冲星的观测, 其优点可归纳如下: 观测灵敏度得到充分提高, 整个观测带宽内几乎不损失任何信号, 保持了所处理的观测信号的相位关系, 可以获得偏振信息, 简化了偏振观测设备, 提高了对脉冲星的偏振观测的效率; 可以实现很高的时间分辨率, 理论上的时间分辨率只受观测带宽的限制, 是观测带宽分之一, 实际的限制是采样速度, 它决定观测带宽。相干消色散接收系统鉴别和剔除干扰的能力很强。

英国 Jodrell Bank 射电天文台的相干消色散接收机 (COBRA) 是国际上最早投入观测的频带达到 100 MHz 的相干消色散系统。它用于脉冲星和谐线观测, 在线进行消除干扰和数据简化, 已经显示出优越性 (Kramer, et al., 2001)。

在 430 MHz 频率上对脉冲星的实验观测结果显示, 整个观测系统的性能提高相当于该天线的有效面积增加了 2~3 倍。图 3.11 为 COBRA 的观测与非相干消色散观测结果的比较, 相干消色散消除了色散的影响, 所得的平均脉冲轮廓比非相干

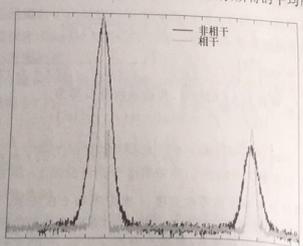


图 3.11 毫秒脉冲星 PSR B1937+21 用非相干消色散和相干消色散接收机观测的平均脉冲轮廓比较。 (Kramer, et al., 2001)

干观测要窄得多, 并且显示出脉冲形状的精细结构, 而非相干消色散系统的平均脉冲轮廓信噪比较差, 脉冲形状比较宽, 细节被平滑。

COBRA 具有很强的消除干扰能力。图 3.12 给出 COBRA 对 PSR B1534+12 进行 29 min 观测的结果, 左边是消除干扰前的情况, 有很多干扰, 所得的平均脉冲轮廓的信噪比较差, 右边则是经过宽带干扰消除后的结果, 信噪比有很大的提高。

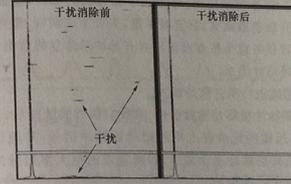


图 3.12 英国 76 m 射电望远镜应用 COBRA 在 610 MHz 频率上对 PSR B1534+12 的观测结果, 左图和右图分别是未经过和经过干扰处理的结果。 (Kramer, et al., 2001)

### § 3.3 脉冲星的搜寻

根据计算, 在银河系中至少有 6 万颗可能观测到的脉冲星, 但目前仅仅观测到很少的一部分, 约为 5%。在银河系之外的脉冲星的数目更是多得惊人, 目前只观测到 20 多颗。从 20 世纪 60 年代发现脉冲星开始, 巡天观测以发现新的脉冲星的研究一直是热点课题, 而最近十年则是发现脉冲星最多的时期, 已经发现近 3000 颗。已发现的脉冲星基本上可以分为 5 大类: 孤立射电脉冲星、射电脉冲双星及多星系统、毫秒脉冲星、间歇脉冲星, 射电旋转暂现源 (RRAT), X 射线脉冲星、γ 射线脉冲星和磁星等。这 5 种脉冲星的前 4 种是由射电观测发现的。

#### 3.3.1 搜寻脉冲星的方法

以发现新脉冲星为目的的巡天, 其能力仍然由射电望远镜灵敏度公式 (见 (2.2) 式) 决定:

$$S_{\min} = \frac{2kT_{\text{sys}}}{A \sqrt{\epsilon} \Delta f}$$

## 3.3 脉冲星的搜寻

### 3.3.1 搜寻脉冲星的方法

观测时间越长, 按周期折叠的周期数目越多, 但需要知道脉冲星的周期。

频带越宽越好, 但需要知道脉冲星的色散量。

对于尚未被发现的脉冲星来说, 周期和色散量都是未知数, 估计未知脉冲星的周期和色散量成为脉冲星巡天技术的关键。

巡天观测资料处理的首要任务就是想方设法从含有脉冲星信息的数据流中把脉冲星的周期和色散量粗略地估计出来。

对于巡天观测所获得的数据流要进行消色散处理, 由于并不知道色散量, 只能在一定 DM 范围内进行色散量的搜寻, 只要 DM 的范围取对了, 细心的搜寻总是能够有时发现的。

有没有什么数据处理技术可以解决这一问题? (比如将 DM 值视为一个变量, 构造一个以 DM 为自变量, 以消色散后脉冲信号强度为因变量的函数, 优化这个函数, 求得使消色散后脉冲信号最强的那个 DM 值) — 目前的 DM 方法, 就是在一定范围内暴力搜寻合适的 DM 值。

(2) 寻找未知脉冲周期的 Fourier 方法.

假设脉冲星很强,在时间序列的数据流上显示出一系列的单个脉冲,如 3.13(a)所示,可以粗略地估计出周期和脉冲宽度.图 3.13(b)是经过 Fourier 变换后频域中的数据流,显示出以  $1/P$  为基频以及谐波频率  $2/P, 3/P, 4/P, \dots$  的结构,高次谐波的多少取决于脉冲宽度和周期的比值( $P/W$ ),比值越大,谐波越多.

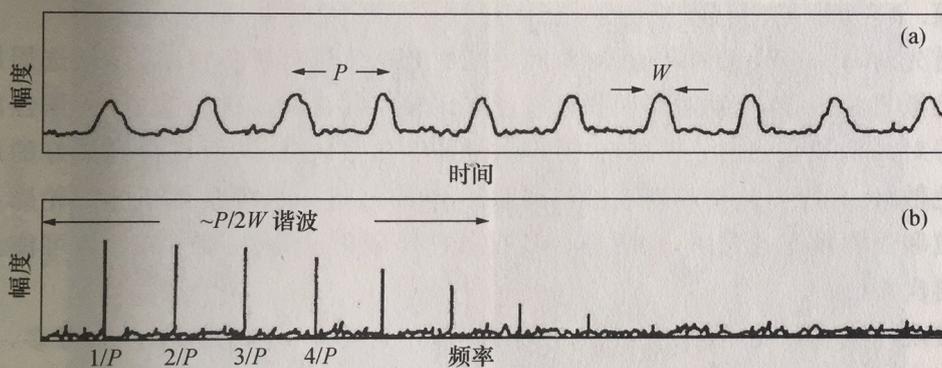


图 3.13 (a) 为脉冲星观测的时间序列,  $P$  为周期,  $W$  为脉冲宽度; (b) 为 Fourier 变换后的频率序列的数据流, 显示出基频和高次谐波. (Lyne & Smith, 1990)

对于弱脉冲星,脉冲信号要比噪声起伏小几万甚至几十万倍,在图 3.13(a)上就不可能显示出脉冲信号,全是噪声,在图 3.13(b)上也没有明显基频和多次谐波的谱线,它们混淆在噪声形成的密密麻麻的谱线之中.但是,噪声形成的谱线不具有谐波,这是脉冲信号和噪声完全不同的地方.利用这个性质,我们把图 3.14(a)的前一半展宽一倍,形成图 3.14(b),这时的脉冲信号基频和二次、三次谐波频率分别和图 3.14(a)中的二次、四次、六次谐波频率具有相同相位的位置,把图 3.14(a)

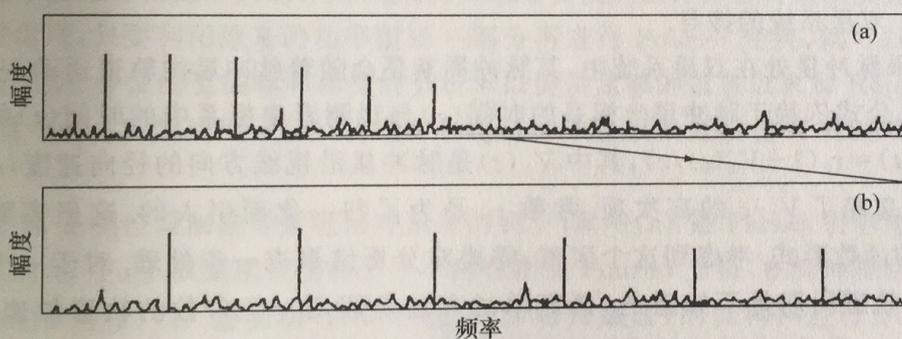


图 3.14 提高谐波的非相干相加方法: (a) 为经过 Fourier 变换后频域中的数据流; (b) 对图(a)展宽一倍的结果. (Lyne & Smith, 1990)

和图 3.14(b)相加,脉冲信号的基频和谐波频率的幅度得到加强,而噪声的谱线因其无规则,相对地变弱了一些.可以认为信号约增强了 2 倍,而噪声只增加了 1.4 倍.这样的方法还可以多次进行. $P/W$  值越大,可进行的次数越多.这种方法称为谐波的非相干相加.

人们对于一系列经过消色散处理的数据流都进行类似的 Fourier 变换和提高谐波的非相干相加方法处理,从而找到一些脉冲星周期的候选值.色散量接近真实值的那组数据流,显示出的脉冲星的基波和谐波最为明显,从而也可获得候选的色散量值.

首先对每一个候选周期值,对时间序列的数据流进行折叠,然后以候选周期和候选色散量为中心,分别对周期和色散量在比较小的范围内进行搜索.周期性的脉冲信号对周期的变化十分敏感,也对色散量的变化很敏感,从而可得到最好的周期值和色散量,并可由此初步判断检测到脉冲星信号.进一步考察累积脉冲轮廓及脉冲相位和观测频率的关系,判断是否具有脉冲星辐射的特性.最后,对最可能的候选者再次观测.

发现一颗弱脉冲星的工作量大得惊人,首先是巡天观测的数据量非常多,寻找可能的色散量和周期值的计算量非常大.不过,计算机技术的发展已使这个难题得到解决.

### 3.3.2 特殊的脉冲星搜寻技术

双星系统的搜寻.

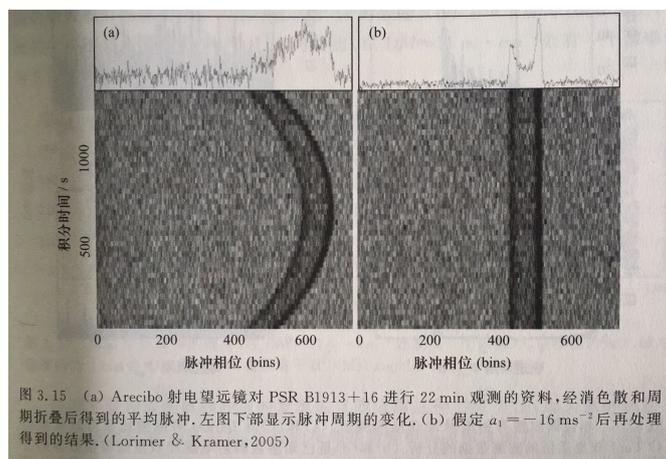
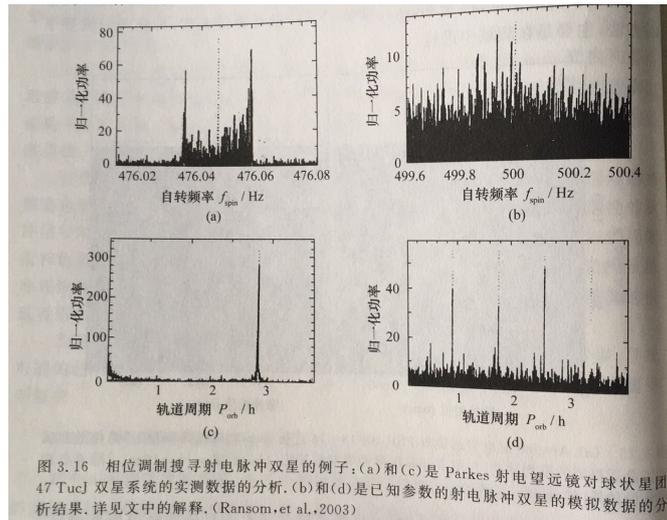


图 3.15 (a) Arecibo 射电望远镜对 PSR B1913+16 进行 22 min 观测的资料,经消色散和周期折叠后得到的平均脉冲.左图下部显示脉冲周期的变化.(b) 假定  $\dot{a}_1 = -16 \text{ ms}^{-2}$  后再处理得到的结果.(Lorimer & Kramer, 2005)

上图没看懂



使用 Arecibo 305 m 射电望远镜 430 MHz 频段上 16 个波束巡天设备进行巡天的研究取得了很多成果, 包括发现了 M33 中的脉冲星。其第 16 个波束对准了 M33, 对观测资料进行分析的结果如图 3.17 所示: 纵坐标是搜索的 DM 通道, DM 搜寻范围为  $0 \sim 250 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$ 。横坐标是数据流的时间序列。在经过各种 DM 值的消色散处理后的数据流中的信噪比大于  $5\sigma$  的数据点 (作为单个脉冲) 画在图上, 小圆的大小正比于信噪比。由图 3.17 可看出, 在  $DM \approx 71 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$  处有一个信噪比为 9 的巨脉冲。

图 3.17 M33 中巨脉冲的搜寻, 在  $DM = 71 \text{ pc} \cdot \text{cm}^{-3}$  处发现一个巨脉冲, 信噪比约为 9, 脉冲宽度约为 1 ms, 在 DM 值为零时显示有干扰。(McLaughlin & Cordes, 2003)

极端零脉冲或间歇脉冲星的发现也只能依靠这种 DM 方法, 因为脉冲辐射只占整个观测时间的 10% 左右, 常规的按周期折叠提高灵敏度的方法不灵了, 因为数据中噪声占非常大的比例。图 3.18 是 DM 方法搜寻极端零脉冲的实例 (艾力·伊, 2004)。该研究对 Parkes 多波束观测得到的 4 个候选体的观测资料进行了分析, 它们在各自特定的 DM 通道附近呈现出非常稀疏的脉冲发射。(b), (c), (d) 三个候选体的零脉冲比例均大于 95%。图中小圆圆点的尺度正比于脉冲信号的信噪比。可以清楚地看出这些脉冲星辐射随时间的开启关闭情况。

(3) 消除红噪声的影响。

脉冲星信号的数据流近似于 Gauss 噪声, Gauss 型噪声的 Fourier 谱是白噪声, 在不同频率上是均匀一致的。但是, 信号经过接收机等过程后, 有了红噪声 (低频) 成分, Fourier 变换后的情况就不再是均匀一致的了, 如图 3.19 所示。(a) 是 Parkes 的观测数据得到的 Fourier 变换后的振幅谱。(b) 是经过“白”化处理后, 红噪声成分被移去, 零线显示出来了, 噪声的均方根值也能计算出来了。

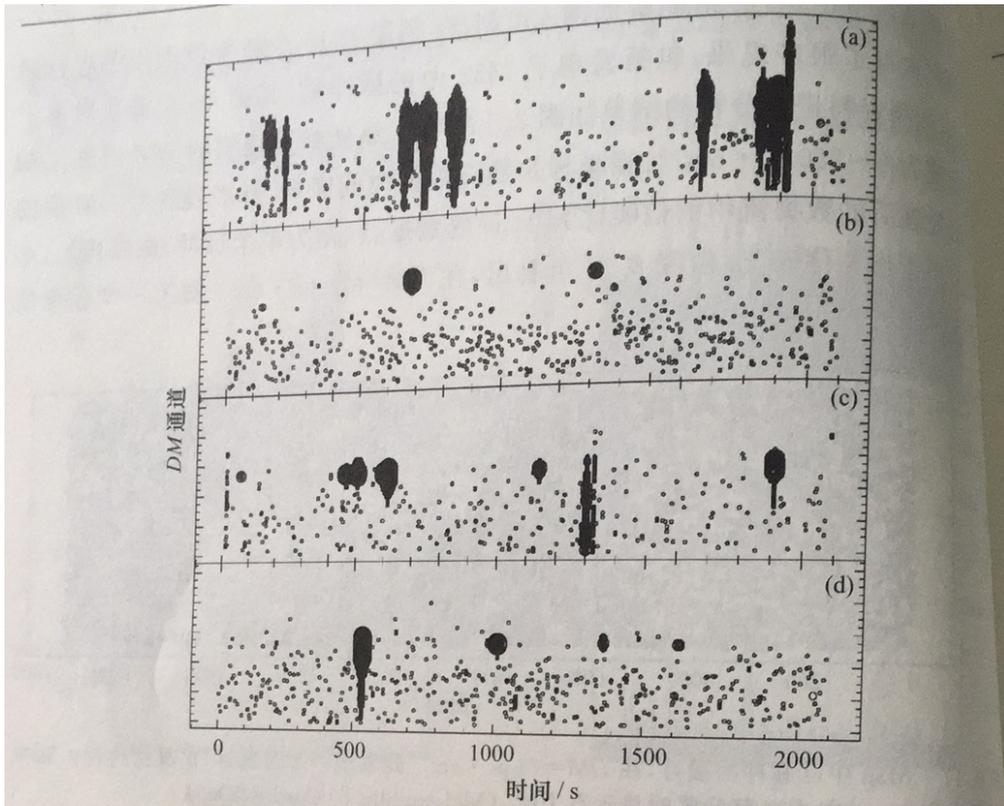


图 3.18 (a),(b),(c),(d)分别给出 PSR J1738-2335, J1443-6032, J1819-1457 和 J1317-5801 的 DM 搜寻结果, 显示出辐射有时断时续的特征, 大部分时间处于停歇状态. (艾力·伊, 2004)

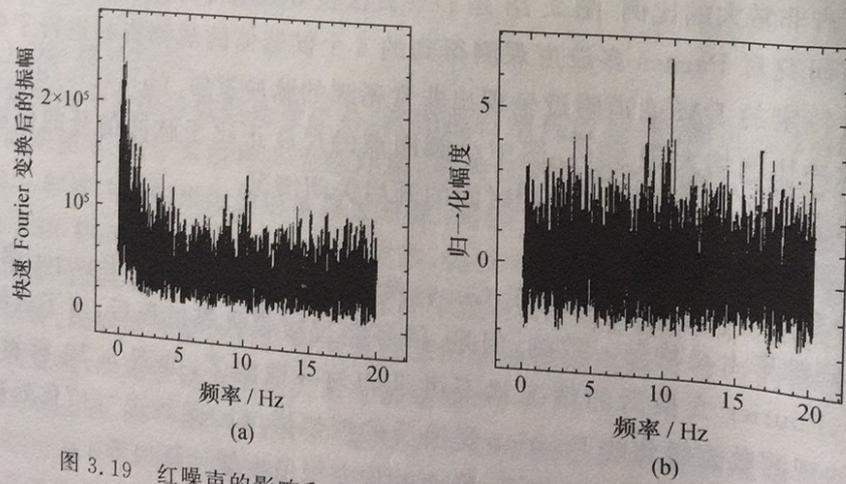


图 3.19 红噪声的影响和消除的实例. (Lorimer & Kramer, 2005)

### 3.3.3 巡天计划的确定

与光学望远镜巡天相比,大型射电望远镜的波束很窄,一次持续几年的巡天观测,能搜寻的天区范围有限,所以必须选择最感兴趣的天区范围.

#### 1. 沿银道面的巡天

观测实践和理论研究都表明脉冲星诞生在银道面附近,集中在银道面附近的区间.

多波束巡天,采用多波束主要是为了提高观测灵敏度,而不是观测进度.

#### 2. 高银纬巡天

由于脉冲星的自行速度很大,老年脉冲星自然会运行到银纬比较高的地方.毫秒脉冲星的年龄非常大,可以期望在中、高银纬处发现老年脉冲星,包括毫秒脉冲星.

由于中、高银纬星际介质的色散和散射作用比较弱,所以巡天观测所用的频率可以低于 1 GHz,在频率比较低时脉冲星的流量密度比较大,有利于观测发现.

#### 3. 有目标的搜寻

在超新星遗迹中寻找脉冲星,但脉冲星的自行会使之跑离超新星遗迹.(有没有可能在超新星遗迹附近范围去搜寻有没有脉冲星?)

#### 4. 银河系中心区域的搜寻

在银心附近搜寻脉冲星的困难在于星际散射非常强,只有在更高频率上搜寻才可能克服散射的影响,因为散射强度和  $f^{-4}$  成正比.但高频搜寻脉冲星的困难在于脉冲星的流量密度非常小.

#### 5. 主要的脉冲星巡天情况

PSR J1748-2246ad, 周期为 1.39 ms, 迄今宇宙中自转最快的天体(Ransom, et al., 2005)

## 4 脉冲星到达时间的观测和脉冲星的周期特性

脉冲星的观测主要有两大类:一是脉冲到达时间的观测,包括对未知脉冲星的搜寻;二是脉冲星辐射特性的观测.射电望远镜记录下来的数据流,包含了时间特性和辐射特性两个方面的信息.通过脉冲到达时间的观测,可以获得脉冲星的周期、周期变化、色散等基本参数,进而测定它们的年龄、磁场、制动指数,以及发现双星和测定双星的各种参数,还能测定脉冲星的位置、距离和自行.通过脉冲周期的不均匀变化可以进一步研究脉冲星的内部结构和高度简并物质的特性.总之,脉冲到达时间的观测可以获得脉冲星、星际介质、恒星演化等方面的大量信息.脉冲到达时间观测数据的处理方法是获得上述众多信息的关键.脉冲星周期极端准确,也极端稳定,达到这样高的精度,不仅依赖观测,也依赖资料分析方法.<sup>①</sup>

### 4.1 脉冲到达时间的观测

#### 4.1.1 平均脉冲轮廓和特征参考点的寻找

#### 4.1.2 地球轨道运动对脉冲到达时间测量的影响和位置的确定

测脉冲到达时间,时延数据(时延最大时地球黄经,以及时延振幅),可以测出脉冲星的黄经和黄纬.

#### 4.1.3 脉冲到达时间的完整表述

### 4.2 脉冲到达时间观测资料的处理方法

#### 4.2.1 残差方程

考虑很多因素

#### 4.2.2 求解残差方程

#### 4.2.3 脉冲星自行的测量

脉冲星自行的观测很重要,中子星是超新星爆发的产物,爆发时的少许不对称性就会给中子星以巨大的推力,使得脉冲星具有比一般恒星大很多的空间运行速度,自行也比较明显一些.

脉冲星的自行速度能够提供脉冲星诞生时超新星爆发状况的信息.

#### 4.2.4 脉冲到达时间资料处理软件简介

由于脉冲星的辐射很弱,通常增加观测积分时间并按照脉冲周期叠加来提高脉冲信号的信噪比.

澳大利亚国家天文台(ANTF)开发的 PSRCAT 程序可以用来产生星表.有许多软件可以从一系列 TOA 中拟合模型得到脉冲星精确的参数.

##### 4.2.4 脉冲到达时间资料处理软件简介

观测前需要提供脉冲星情况的星表,这个星表一般含有前几个月或前几年的到达时间观测得到的脉冲星的参数,包括位置、自行、自转参数、双星运动参数和色散量等.澳大利亚国立天文台(ATNF)开发的 PSRCAT 程序可以用来产生星表.由于脉冲星的辐射很弱,通常增加观测积分时间并按照脉冲周期叠加来提高脉冲信号的信噪比.观测时需按照提供的模型计算出在观测台站处的脉冲周期,并按照这个周期进行折叠.

观测时除记录脉冲星辐射的信号外,还要记录观测的开始时间、采样时间、折叠周期等信息.从观测数据中获取脉冲到达时间(TOA)有两种方法:

第一种方法是找出平均脉冲的最高点(峰值)所对应的时间.该方法适用于高信噪比、形状简单、脉冲宽度较窄的信号,TOA 的误差  $\sigma_{\text{TOA}}$  取为脉冲宽度与轮廓信噪比  $S/N$  的比值,误差一般为取样时间的十分之一.

第二种方法是把观测轮廓  $p(t)$  与标准轮廓  $s(t)$  进行相关.这种情况整体考虑脉冲的轮廓,可以理解为拿标准轮廓  $s(t)$  来拟合观测轮廓  $p(t)$ ,得到拟合参数  $\tau$  (观测轮廓与标准轮廓之间的时间间隔)及其误差.拟合值  $\tau$  的误差就是 TOA 的误差,只由观测轮廓的信噪比  $S/N$  决定.PSRCHIVE 软件包中的 pat 程序(用来产生所观测的脉冲的到达时间)就是用的这个方法.

得到某颗星的一系列 TOA 后,就可以用计算机软件来拟合模型得到脉冲星精确的参数.目前有几个程序可以用来完成这项工作,如英国曼彻斯特大学 Jodrell Bank 天文台使用的 PSRTIME、德国马克斯-普朗克协会射电天文研究所使用的 TIMAPR、法国 Nancay 天文台使用的 ANTIOPE、南非 Hartebeesthoek 天文台使用的 CPHAS 等程序,然而,最出名、使用最广泛的软件是普林斯顿大学和澳大利亚国立天文台开发、维护的 TEMPO. TEMPO 的基本功能,一是把观测站点的到达时间转换到 SSB 处的到达时间;二是拟合到达时间,得到脉冲星的参数.这个软件用 FORTRAN 语言写成,计算功能强大,但是其执行的算法只能提供 100 ns 的到达时间精度,一次只能分析一颗脉冲星.为了探测引力波,研究毫秒脉冲星和双星系统的动力学,寻找地球时(terrestrial time)标准的不规则性,澳大利亚国立天文台用 C++ 语言开发了 TEMPO2. TEMPO2 具有良好的图形界面,有多种图形接口、多种方法可以展示数据(比如 plk, splk 插件),还具有良好的人机交互性,比如可以在图形上直接去掉“坏”数据.它具有多种输入输出文件格式,能根据已知模型模拟产生脉冲星的到达时间,还具有多种时钟修正程序,能更新给定历元的双星参数.

TEMPO2 在参考系、传播延迟和星表方面主要的改进有(Hobbs, et al.,

2006);(1) 遵从 IAU2000 决议,采用更新后的岁差、章动、极移(polar motion);(2) 针对相对论性的时间变慢修正观测频率;(3) 使用改进的太阳系 Einstein 延迟;(4) 考虑大气传播延迟;(5) 考虑行星的 Shapiro 延迟;(6) 考虑太阳的二阶 Shapiro 延迟.

TEMPO2 在拟合算法方面的改进有:(1) 能同时拟合多颗脉冲星的到达时间残差;(2) 实现与观测频率有关的参数(不仅仅是色散量  $DM$ )的拟合;(3) 能拟合频率、色散量、跃变的任意阶导数;(4) 多波段同时观测的话能在每个历元拟合  $DM$ ;(5) 正弦谐波拟合方法(这个方法比多项式拟合的残差小);(6) 为不同的观测频率和观测台站的 TOA 数据灵活提供任意补偿;(7) 为得到到达时间参数,TEMPO2 提供强制算法;(8) 包括脉冲星的长期运动效应.

需要注意的是 TEMPO2 默认采用 TCB 时标(国际天文联合会 A4 决议(1991)推荐使用 TCB 时标),这与 TEMPO 采用的 TDB 时标不同. TEMPO2 也能采用 TDB 时标达到与 TEMPO 兼容(在命令行添加“-tempol”选项即可).

### 4.3 磁偶极辐射模型和某些参数的确定

脉冲星的辐射呈现出周期性的脉冲,这是脉冲星快速自转造成的,自转周期很稳定.由于脉冲星是靠自转能来提供电磁辐射和加速高能粒子的,因而自转能不断地减少,自转频率越来越慢,周期越来越长.磁偶极辐射模型假定自转能的损失与脉冲星的偶极辐射功率相等.根据这个模型,由脉冲星周期特性的观测数据可以推断其年龄、磁场、制动指数等重要的物理参数,而转动能损率就成为脉冲星辐射的最大光度.

### 4.3.1 脉冲星的周期特性

### 4.3.2 脉冲星的转动能损率

### 4.3.3 磁偶极辐射模型和磁场的估计

脉冲星的转动能损率是脉冲星最大可能的光度,故又称为脉冲星的总光度.脉冲星被证认为高速自转的磁中子星,近似可以看成是一个旋转着的磁偶极子.根据经典电动力学,旋转的磁偶极矩  $\mu$  会不断地以其旋转频率辐射电磁波.旋转周期为  $P$ 、垂直磁矩为  $\mu_{\perp}$  的磁偶极子的磁偶极辐射功率为

$$W_d = -\frac{32\pi^4}{3c^3} \frac{\mu_{\perp}^2}{P^4} = -\frac{32\pi^4}{3c^3} \frac{R_0^6 B_{\max}^2 \sin^2 \alpha}{P^4}, \quad (4.15)$$

$$\mu_{\perp} = R_0^3 B_{\max} \sin \alpha, \quad (4.16)$$

其中  $R_0$  为中子星半径,  $B_{\max}$  为中子星表面的极大磁场,  $\alpha$  是磁倾角 (inclination angle, 磁轴和自转轴之间的夹角).

磁偶极辐射模型假定脉冲星的转动能的损失全部转换为磁偶极辐射,这样(4.14)式就恒等于(4.15)式,从而导出脉冲星表面极大磁场公式:

$$B_{\max} \equiv \sqrt{\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R_0^6 \sin^2 \alpha} P \dot{P}}. \quad (4.17)$$

一般情况下转动惯量  $I = 10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ , 中子星半径  $R_0 = 10 \text{ km}$ , 并假设磁倾角  $\alpha = 90^\circ$ , 则有

$$B_{\max} = 3.2 \times 10^{19} \text{ G} \sqrt{P \dot{P}}. \quad (4.18)$$

目前脉冲星星表上给出的磁场值,是根据(4.18)计算得到的.平均来说,脉冲星具有  $10^{12} \text{ G}$  的超强磁场.但毫秒脉冲星的磁场比普通脉冲星的磁场低好几个数量级,最低的为  $10^8 \text{ G}$ .

对于 X 射线脉冲星和 X 射线双星,可以利用探测到的吸收线来估算其表面磁场.例如,电子-正电子的回旋共振频率与磁场成正比,由观测到的谱线可以估计其磁场.第十三章将对此有较详细的介绍.

光速圆柱处的磁场也是一个重要的物理量,曾用来作为辐射是否能产生的判据和辐射区部位讨论的依据,特别对于巨脉冲,常常将其与光速圆柱处的磁场比较大的脉冲星相关联.光速圆柱是指磁层跟随中子星共转时,其线速度达到光速处的半径所构成的圆柱 ( $r_{\text{LC}} = cP/2\pi$ ).对于磁偶极场,磁场和距离的立方成反比,由表面极大磁场可以推出光速圆柱处的磁场

$$B_{\text{LC}}^2 = \frac{24\pi^4 I \dot{P} P^{-5}}{\sin^2 \alpha}. \quad (4.19)$$

#### 4.3.4 脉冲星磁场的演化

#### 4.3.5 制动指数

P98,  $K$  参数的性质成为研究制动指数的一个关键问题. (P99, Lyne 等 (1975) 对  $K$  为常数这个假设作了修正)

#### 4.3.6 脉冲星年龄的估计

### 4.4 脉冲星周期的噪声

脉冲星到达时间测量显示出脉冲星自转有两类不确定性: 时间噪声 (timing noise) 和 周期跃变 (glitch).

时间噪声是脉冲星自转参数发生的连续、时标较长(数月或几年)的扰动, 是“红噪声”, 即功率在低频端要强些 (Cordes & Downs, 1985). 脉冲星自转频率的二阶导数通常用来衡量噪声水平.

#### 4.4.1 脉冲到达时间剩余残差的观测

P102, 年轻的普通脉冲星的周期噪声很强, 而年老的毫秒脉冲星的周期噪声则很弱(因此可以用作与原子钟媲美的脉冲星钟、可以进行自主导航、另外利用毫秒脉冲星的脉冲到达时间观测还可以检测宇宙引力波), 真正的原因尚不清楚. 人们普遍认为这与中子星内部的超流过程, 内部温度的变化以及磁层中的过程有关.

#### 4.4.2 脉冲周期噪声

Boynnton (1972)

Cordes and Downs (1985)

Hobbs et al (2010)

### 4.4.3 时间噪声的度量及其他参数之间的相关性

一些脉冲星的时间噪声呈现明显的周期性特征. 到达时间残差由准周期特征主导,但是非对称的,局域最大曲线半径与局域最小曲线半径不同,比如 PSR B0950+08, B1642-03, B1818-04, B1826-17 和 B1828-11. 六颗脉冲星的平均脉冲轮廓发生了明显的改变,而且它们的自转减慢率的改变与脉冲轮廓的改变直接相关. 还不能确定这种完美的相关性是内禀的还是起源于时间序列的稀疏采样 (Lyne, et al., 2010). 一些脉冲星的平均脉冲轮廓的改变表明自转减慢率的增加与辐射束中心的相对强度增加相关联. PSR B1822-09 自转减慢率较大时,轮廓的前导成分较弱、而中间脉冲较强,自转减慢率较小时则相反.

### 4.4.4 时间噪声产生机制

### 4.4.5 具有准周期性的周期噪声的一种解释

## 4.5 脉冲星周期跃变

周期跃变可能是研究中子星内部的很重要的探针,成为脉冲星观测和理论研究的热点课题.

### 4.5.1 脉冲星的周期跃变及其特性

脉冲星周期跃变是偶发事件,我们无法知道它什么时候会发生,只能采用守株待兔式的监测. 很显然,没有观测到的跃变事件一定不少. 由于多数跃变事件的恢复时间很长,获得完整的跃变及恢复过程的观测记录很不容易. 周期跃变现象的观测通常是脉冲到达时间观测研究中的一个课题,观测时间越长,发现的机会越多. 船帆座脉冲星和蟹状星云脉冲星是两颗发现比较早的脉冲星,由于它们具有射电、光学、X射线和 $\gamma$ 射线的脉冲辐射,被誉为全波段脉冲星,格外受到关注.

### 4.5.2 周期跃变事件的观测和统计研究

## 4.6 脉冲星周期跃变产生机制的讨论

一些主要模型:

1. 星震模型
2. 中子星的双重结构和中子流体的涡流模型

## 5 单个脉冲、漂移子脉冲和巨脉冲

单个脉冲的观测要求射电望远镜的灵敏度非常高  
大多数脉冲星只能观测研究它们的平均脉冲.

### 5.1 单个脉冲、子脉冲和微脉冲

单个脉冲反映了脉冲星最具体的辐射过程

#### 5.1.1 单个脉冲和子脉冲

#### 5.1.2 单个脉冲的频谱特性

#### 5.1.3 单个脉冲的偏振特性

脉冲星平均脉冲偏振观测研究中有一个难以解释的现象,就是线偏振位置角常常发生90度的跳跃,单个脉冲的偏振观测可以帮助揭示这个问题.一种比较公认的看法是,脉冲星辐射中存在着正交偏振模式(OPM).

#### 5.1.4 微脉冲

### 5.2 漂移子脉冲

Harding和Tademaru (1981)提出,微脉冲的准周期性是脉冲传播到光速圆柱附近受到调制而形成的.Chain和Kennel (1983)认为,由于很强的电磁波在等离子体中传播可以产生非线性的等离子体不稳定性,这种等离子体不稳定性可以对脉冲星的相干射电脉冲产生调制,形成微脉冲.

Petrova(2004)指出,有人用相对论性等离子体束来解释微脉冲很窄的宽度 但是需要沿磁力线向外流动的次级等离子体粒子的Lorentz因子 $\gamma$ 达到 $2 \times 10^{14}$ , 这样高的 $\gamma$ 值不可能辐射射电波.为此他们提出一个修正的相对论束模型,该模型认为相对论束发射的射电光子经过极端相对论性的高度磁化的等离子体的过程中对微脉冲产生很强的聚焦作用.这种聚焦作用是射电光子和等离子体粒子的Compton散射引起的.一般情况下,光子束可以被挤压几百倍,使得它的角宽度可以与观测符合.这个模型不仅改善了相对论束模型的困难,还可以解释微脉冲的偏振特性,并可解释船帆座脉冲星及其他脉冲星的微巨脉冲.

### 5.2.1 漂移子脉冲的观测及其参数

### 5.2.2 子脉冲强度的调制和脉冲系列的 Fourier 分析

### 5.2.3 单个脉冲系列的二维 Fourier 分析

### 5.2.4 PSR B0826-34 的子脉冲漂移

### 5.2.5 子脉冲漂移现象的解释

## 5.3 巨脉冲

### 5.3.1 年轻脉冲星的巨脉冲

### 5.3.2 毫秒脉冲星的巨脉冲

## 6 零脉冲脉冲星、间歇脉冲星和自转射电暂现源

产生零脉冲现象的机理仍是天文学家研究的焦点问题.

### 6.1 零脉冲

#### 6.1.1 零脉冲现象的发现

P152下半部分有个错别字, 应该是不久又恢复到正常情况.

#### 6.1.2 零脉冲百分比大于10%的脉冲星

#### 6.1.3 零脉冲现象的统计特征

Wang 等 (2007) 综合了比较多的观测资料进行统计研究, 结果在周期-周期导数图上显示出, 零脉冲所占比例 (NF) 与年龄及周期都有正相关关系.

#### 6.1.4 零脉冲和模式变换

### 6.2 间歇脉冲星

opr 间歇脉冲星很难发现, 需要采用色散量搜索技术. 有没有可能用别更高效的方法?

#### 6.2.1 PSR B1931+24

长期(30天)处于关闭状态, 很短时间处于开启状态 (3到10天).

强度的功率谱, 是对平均流量密度数据自相关函数作 Fourier 变换得到的.

“开”状态的自转减慢率要比“闭”状态的大50%. 还有, 观测到的脉冲星活动性具

有准周期性现象.这两点都是以往脉冲星观测所没有发现过的现象,提出了难以回答的诸多问题:为什么脉冲星的辐射在“开”和“闭”两个状态之间转换?为什么活动性具有准周期性?为什么在“开”状态的自转减慢率要比“闭”状态时大?(Kramer,etal.,2006)

脉冲星辐射从一个脉冲到另一个脉冲,强度发生变化是常见的.少数脉冲星的零脉冲通常只缺少一个至几十个脉冲.但PSRB1931+24的零脉冲状态太长了,而且还有准周期性,因此公认PSRB1931+24的零脉冲现象不同于以往观测到的其他脉冲星的零脉冲现象.

## 6.2.2 其他间歇脉冲星

### 6.2.3 零脉冲现象和间歇脉冲产生的机理

目前零脉冲现象的产生机制并没彻底弄清楚,众说纷纭,主要的看法有三种:第一种看法认为零脉冲是辐射完全停止了;第二种看法认为这可能是像星际闪烁那样的传播效应导致的,但多频观测判断零脉冲并不是这种原因造成的;第三种看法认为脉冲星进动引起的辐射束发生摆动导致视线有时不能扫过辐射束,但还没有找到很好的观测证据.

目前普遍认为,零脉冲现象是脉冲星辐射过程的内禀现象,或是辐射过程的相干条件有时不能满足,或是高能带电粒子加速出了问题,导致有时不能产生高能带电粒子. PSRB931+24的这种长持续时间以及“开”与“闭”具有准周期性,而且转动减慢率有很大不同的零脉冲现象,要给以全面解释难度很大.对这颗脉冲星的多频!率的观测表明它的零脉冲现象在频率上是宽带现象,排除了这是星际闪烁造成的可能性.有人认为,这种35天的准周期现象有可能是由脉冲星本身的进动造成的(Stairs, setal.,2002),但是,观测并没有发现进动引起的平均脉冲轮廓的变化(Kramerseta.,2006).

Harding等(1999年)研究了相对论性星风对脉冲星自转减慢的影响,提出同时存在磁偶极辐射和星风(带电粒子流)两种制动因素,并给出这种带电粒子流所导致的转矩的公式:

$$T \approx \frac{2}{3c} I_{pc} B_0 R_{pc}^2$$

式中 $I_{pc}$ 是沿着开放磁力线越过极冠区的电流, $B_0$ 是中子星表面的偶极磁场, $R$ 是极冠区的半径.这个理论可以用来解释PSRB1931+24在“开”状态和“闭”状态的自转减慢率的差别.

基于Harding的双制动模型,Kramer等(2006)提出的理论模型比较好地解释了间歇脉冲星的观测特征.他们认为,脉冲星处在“开”状态时的辐射是由磁层中磁极冠区沿开放磁力线流动的等离子体形成的电流给出的,同时这还提供了附加的制动转矩.而处在“闭”状态时辐射的消失则是因为磁层中的带电粒子流基本中断了,同时附加的制动转矩也消失了.

间歇脉冲星处在“开”状态时的能损率应该等于“闭”状态时的能损率加上星风(带

电粒子流)导致的能损率:

$$\dot{E}_{\text{on}} = \dot{E}_{\text{off}} + \dot{E}_{\text{wind}}$$

观测已经给出了 $\dot{P}_{\text{on}}$ 和 $\dot{P}_{\text{off}}$ ,从而可以计算出 $\dot{E}_{\text{on}}$ 和 $\dot{E}_{\text{off}}$ 以及 $\dot{E}_{\text{wind}}$ .计算得到带电粒子流的电荷密度为 $\rho \sim 0.034\text{cm}^{-3}$ .这个结果与Goldreich-Julian磁层模型(1969)给出的电荷密度 $\rho_{GJ} \sim 0.033\text{cm}^{-3}$ 很接近.这个理论模型比较完美地解释了PSRB1931+24的观测特征.上述的解释虽然比较圆满,但并没有说清楚是什么因素导致磁层中的电流中断,以及为什么会中断如此长的时间. Mottez等(2013)设想,间歇脉冲星的“开”和“关”的周期性变化是由脉冲星双星或多个伴星系统导致的,分析了多种情况,没有一种可以全面解释PSRB1931+24的观测特性.

Li et al (2004)讨论了间歇脉冲星的星风模型,以解释三颗脉冲星的间歇特性.他们认为,在“开”状态时,磁层时理想的无力场(???)状,拥有丰富的等离子体供给;“关”状态则是等离子体供给中断了.导致在开放磁力线处的等离子体密度很低.假设脉冲星磁倾角为30到90度,计算得到自转减慢率在“开”和“关”状态的比值约为2到2.9,与观测相符.

有人设想,脉冲星辐射的停止是由于发生了一次猛烈的事件,很可能在更高的频率上能够观测到这样的事件的线索.人们在X射线和伽马射线波段进行观测,试图发现某些线索,但至今没有找到.

### 6.3 新型天体: 自转射电暂现源(RRAT)

在刚发现这种天体时,人们并不知道它们和脉冲星一样,具有准确的周期和周期变化率,把它们称为自转射电暂现源,后来才发现它们也属于快速自转的磁中子星.

### 6.4 自转射电暂现源(RRAT)的发现

澳大利亚 Parkes 脉冲星多波束巡天从1997年开始至2002年结束,发现的脉冲星超过800颗.它的观测频率为1374MHz,有96个频率通道,总带宽是288MHz,采样时间是25微秒.由于通常采用的脉冲星巡天观测资料的分析方法间歇脉冲星和自转射电暂现源的搜寻基本无效,有些含有间歇脉冲星和自转射电暂现源的资料被认为没有任何信息而被忽略了.这些“海量”的观测数据被当作“封存”起来.

脉冲星巡天资料的处理一般要经过两个步骤:

一是进行色散量的搜索,二是进行周期搜索.对于发现脉冲星来说,这两个步骤缺一不可.

2002年,研究人员用DM(色散量)搜索技术来重新处理多波束巡天观测资料

(McLaughlin&.Cordes, 2003; McLaughlin, et al., 2006).

DM搜索技术的要点是通过对其一天区进行宽频带的射电观测信号观测获得数据

流,之后对数据流进行DM搜索和消色散处理.

多波束观测设备有96个频率通道,每个通道的带宽为3MHz.对于银道面附近的天体,DM很大,需要有很宽的DM搜索范围.对于高银纬天体,DM比较小,DM搜索范围也小.由此可获得数据流在各种DM值时的消色散结果.如果这一巡天的小区域中有射电脉冲信号,那么在DM的搜寻的过程中将发现数据信号得到加强.

周期搜索的方法有两种,一种是对数据流进行快速 Fourier 变换(FFT),另一种方法是对数据流进行各种周期值的快速折叠(FFA).

## 6.5 周期变化率

## 6.6 RRAT J1819-1458 的多波段观测

人们没有观测到 RRAT J1819-1458 的光学对应体 (Dhillon, et al., 2011),但是可能存在近红外波段的对应体.

# 7 平均脉冲、辐射区结构和极冠几何模型

按照理论推算出的中子星半径只有10km,对观测者的张角特别小,离地球最近的脉冲星张角也只是一百亿分之一度.目前所有的望远镜都不可能分辨出脉冲星辐射区结构的细节.但是,脉冲星的观测和理论研究不仅给出了脉冲星辐射区的大小,还能给出辐射区的三维结构.这归功于脉冲星平均脉冲的强度和偏振观测及其研究.平均脉冲被认为是“辐射窗口”,人们根据其观测特性提出了极冠几何模型.

## 7.1 脉冲星的辐射特性

脉冲星的观测研究主要有三个方面:一是巡天,以发现新脉冲星;二是脉冲到达时间的观测,以研究其时间特性;三是单个脉冲、平均脉冲强度和偏振的观测,以研究其辐射特性及辐射区的结构.在宇宙射电源中,脉冲星辐射的偏振是最强的也是研究得最仔细的.

### 7.1.1 脉冲星辐射的偏振探测

脉冲星的偏振观测包含了总强度、线偏振和圆偏振的信息.由于有些脉冲星自偏振比较弱,特别是圆偏振普遍不强,要求射电望远镜有很高的灵敏度,因此目前拥有高信噪比的偏振资料的脉冲星数目不太多

#### 1. 脉冲星的平均脉冲轮廓的获得

第五章和第六章曾系统地介绍了单个脉冲的观测,包括漂移子脉冲、巨脉冲、零脉冲、间歇脉冲和射电自转暂现源的偶发脉冲.这些单个的脉冲都是

发生在辐射区中的辐射现象或具体的辐射过程。

这一章将研究发生在辐射区中的辐射过程的平均性质,包括辐射区本身的情况.为了发现比较弱的脉冲星,“按周期折叠”获得平均脉冲的方法被用来提高巡天观测的灵敏度.当折叠的周期达到一定数量后,平均脉冲轮廓的形状就不变了.强脉冲星只需几十、上百个周期的折叠,而弱脉冲则需要几万甚至几十万周期的数据折叠.所谓稳定形状是指在某个频率上无论何时何地用任何一台射电望远镜对同一颗脉冲星进行观测,所得到的轮廓的形状都是一样的

## 2. 脉冲星辐射的偏振测量

射电天文中所遇到的偏振波常常是部分偏振波.当波沿着 $Z$ 轴传播时,振动面保持不变为线偏振,振动面绕 $Z$ 轴旋转则为圆或椭圆偏振.非偏振波(乱偏振波)在所有可能的振动方向上都产生振动,并且各方向的振动概率相等.

### 7.1.2 脉冲星旋转矢量模型和平均脉冲偏振的特性

脉冲星发现后不久提出的旋转矢量模型就是建立在偏振观测资料的基础上的.这是一个最基础、最成功的脉冲星的辐射模型.

后来陆续建立起来的辐射区结构模型、极冠几何模型和各种辐射机制的理论模型都是建立在平均脉冲偏振观测资料所显示的各种特性的基础上的.

#### 1. 脉冲星旋转矢量模型

线偏振位置角曲线的最大斜率在曲线的中心部分,是一个可观测的观测量,在脉冲星辐射锥几何研究方面有重要应用.

#### 2. 脉冲星辐射偏振的特性

大部分脉冲星的线偏振度在 $88\% \sim 19\%$ 范围内,不同脉冲星有较大区别.

### 7.1.3 子脉冲的偏振和消偏振现象

为什么平均脉冲的偏振度偏低呢?有三种可能:

1. 在给定经度上的单个脉冲的偏振特性具有随机性或不断变化这,平均后的偏振度变低了
2. 辐射过程产生两组垂直偏振状态的子脉冲,也就是说存在正交偏振模式(OPM),子脉冲的偏振虽然比较强,平均后偏振度下降了
3. 所有子脉冲的偏振都很弱

#### 7.1.4 总强度平均脉冲的特性

脉冲星的频谱为幂律谱, 辐射强度随着频率的增加而迅速地减小.

脉冲星频谱的观测很困难, 主要是它们的强度经常变化. 在很低的频段, 星际闪烁的影响很厉害, 需要进行多次观测以获得平均值. 脉冲星辐射是高度线偏振的, 由于许多低频观测是单极化观测, 星际介质以及电离层的 Faraday 旋转效应影响流量观测, 需要通过增加观测带宽产生足够的消偏振以减少 Faraday 旋转效应的影响.

### 7.2 脉冲星辐射区的结构和平均脉冲的成分分离

平均脉冲轮廓被认为是观测者视线扫过辐射区过程中所接收到的辐射强度仅能获得辐射区的一维强度分布信息. 扫过辐射区不同的部位, 可能获得不同的轮廓. 脉冲星的平均脉冲轮廓形状是多种多样的, 可以说一颗脉冲星一个“面孔”.

这说明辐射区强度分布比较复杂, 也说明不同脉冲星的辐射区结构可能并不相同. 进行多种多样的平均脉冲的强度和偏振轮廓的分析, 可以获得辐射区二维的信息. 基于这种分析研究人员提出了几种有关辐射区结构的经验模型. 平均脉冲 Gauss 成分分离方法可以帮助我们进一步了解辐射区的结构.

#### 7.2.1 辐射区“核+锥”经验模型

#### 7.2.2 辐射束形状的研究

#### 7.2.3 两个模型的比较

#### 7.2.4 平均脉冲轮廓的 Gauss 成分分离

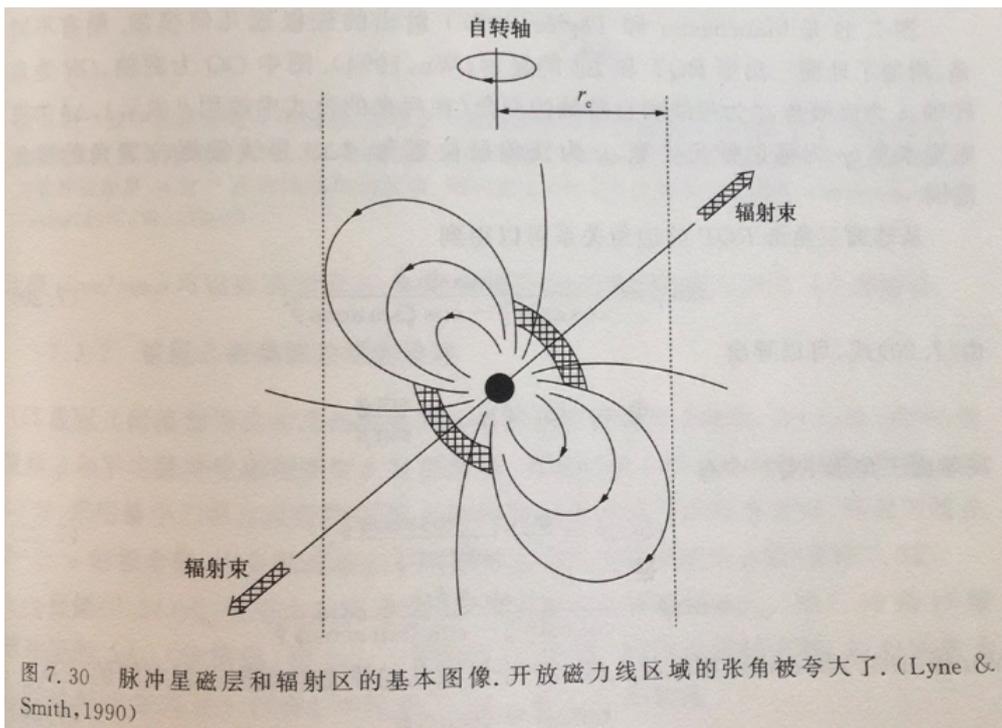
### 7.3 磁极冠几何模型及其参数的估计

在宣布发现脉冲星的当年, Gold(1968)提出了“自转磁中子星模型”, 认为具有强磁场的中子星的高速自转引起其周围磁层中的等离子体的辐射而形成了灯塔式的射电信号, 后来提出的旋转矢量模型(RC69)和RS辐射模型(RS75)进一步确认了在磁极冠区由开放磁力线所包围的区域形成辐射区, 高能电子沿开放磁力线向外运动的过程中产生线偏振很强的曲率辐射, 中子星的自转使辐射锥周期性地扫过观测者, 形成脉冲辐射. 在这些模型的基础上发展起来的脉冲星磁极冠几何模型进一步确认辐射区的几何位形, 并构建了辐射锥参数与观测参量之间的关系, 继而获得了辐射锥的三个重要参数(磁倾角、辐射锥角和视线扫过辐射锥的撞击角)的多种估计方法和这些参数的演化情况.

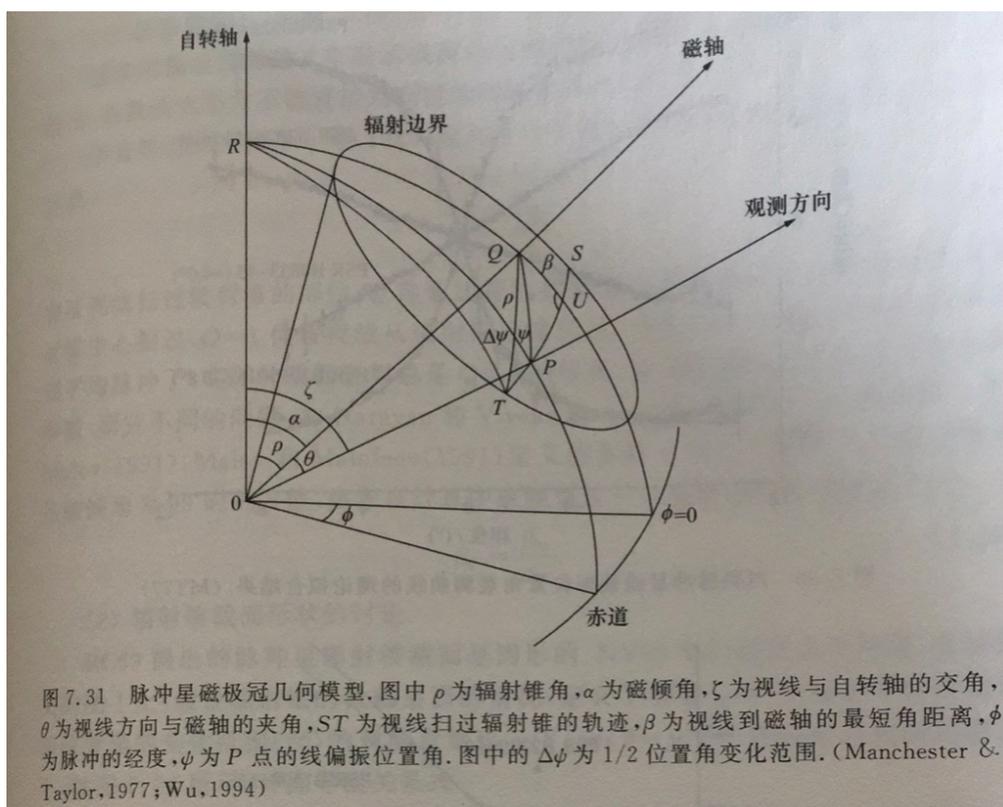
#### 7.3.1 极冠几何模型

中子星偶极场的开放磁力线区域构成一个辐射窗口. 这个几何位形非常简洁准确地反映了脉冲星辐射的许多特征, 从而构成了极冠几何模型.

- 由偶极场开放磁力线所决定的辐射区  
 大多数脉冲星的脉冲宽度是周期的3% ~ 4%，表明辐射区是一个局部的区域。稳定的平均脉冲轮廓形状和很强的线偏振均表明局部辐射区可能由相同的磁场位形所控制。这个磁场应该是基本不变的规则的场，偶极磁场成为首选。  
 下图显示，在光速圆柱( $r_c$ )之内是与脉冲星共转的磁层，与光速圆柱相切的闭合磁力线构成两个开放磁力线区，高速带电粒子可以沿磁力线向外运动而发生曲率辐射。磁极冠上的影线部分为辐射区。



- 极冠模型的图像及几何关系



### 7.3.2 极冠几何模型的观测检验

### 7.3.3 $Q$ and $\beta_n$ 参数及其应用

脉冲星射电光度的讨论, P208, Taylor and Manchester (1975) 给出的公式被广泛使用, 原因不是因为它的准确性, 而是能给出射电光度的脉冲星样本非常大.

获得准确的射电光度很不容易, 首先要知道很宽频带范围的频谱特性, 在观测上很难做到. 其次要知道辐射锥的强度分布、形状和大小, 这些也不是观测能直接回答的. 还有就是要知道视线扫过辐射锥的部位, 从中心扫过和从边缘扫过所观测到的流量密度差别非常大.

### 7.3.4 极冠几何模型三参数 $\alpha, \beta, \rho$ (磁倾角, 辐射锥角, 视线投射角) 及辐射区高度的估计

P211, 最后一段: (7.34) 式与 (7.18) 式几乎一样, 表明核成分可能位于磁极冠区域中子星表面附近

其中 (7.18) 打错了, 应该是 (7.19)

P212,

$$W_{core} = 2.45P^{-1/2}/\sin\alpha$$

成为估计脉冲星磁倾角的新方法,只要能测量出平均脉冲核成分的角宽度,加上周期值,就可以估计出磁倾角了.

K参数的应用

## 8 磁层结构、粒子加速与辐射过程概述

### 8.1 观测对理论的限制

脉冲星发现四十多年来,积累了大量观测事实,理论工作者也进行了不懈的探索.但摆在我们面前的问题依然是:脉冲星的辐射是怎么产生的?

对脉冲星辐射过程的清楚的了解,原则上需要将下面四者结合起来(Michel,1992):

- 基本物理问题
- 脉冲星磁层的整体模型
- 粒子加速与辐射过程的模型
- 观测对理论的检验

下面我们将会看到,虽经多年努力,但现有的理论模型依然顾此失彼,或理论本身有问题,或与某些观测相冲突.一个完整的从整体到局部、从粒子加速到辐射理论与观测相结合的模式尚未完全建立.但通过多年观测与理论上的努力,今天我们已处于建立一个理论与观测相结合的模式的前夜.下面先总结观测上最重要的事实,然后在回顾脉冲星理论发展的基础上,着重分析射电辐射RS模型(Ruderman&.Sutherland,1975), $\gamma$ 射线辐射模型的成功和困难,最后对可能的发展及问题提一点看法.

#### 8.1.1 射电观测理论的启发和限制

由于脉冲星的观测资料极其丰富,理论学家常常有意无意地“忘掉”一些.为此,在具体介绍脉冲星理论之前,先让我们归纳一下观测提出的主要限制,已经取得的共识或需要强调的几个问题.这里我们主要涉及的是与射电辐射有关的问题.

##### 1. 能源

中子星转动能作为脉冲星辐射的能量来源,量级上与观测相符合,并且可用中子星磁偶极辐射等于自转能的损失率来计算中子星的磁场和脉冲星的特征年龄.

尽管这种估计十分“粗糙”,也未完全建立能量转换的具体机制,但迄今关于脉冲星的大量文献中,所用的脉冲星磁场和特征年龄的估计都是建立在这一假定基础之上的.甚至这已变成对一个模型的判断标准:符合上述假设的

模型,就是“与观测资料符合”的模型.

蟹状星云中高能电子的能量比起新星爆发形成中子星时遗留下来的要大,蟹状星云脉冲星所提供的能量正好弥补了这个不足,这表明中子星会产生和加速高能粒子.事实上磁偶极辐射所带走的能量只是中子星自转能损失的一部分:平行于自转轴的磁场可以加速粒子并带走自转能量(Xu&Qiao,2001).因此上述假定仅仅是一定条件下的一个近似假定.观测到的少数  $\dot{P} < 0$  的脉冲星 P 更增加了对脉冲星辐射能量来源这一假定的质疑,至少说明这一假定有其局限性.

## 2. 频谱、粒子性和相干性

绝大多数脉冲星的射电辐射流量随频率的增加而下降,呈幂律谱,与被加速粒子束的能量分布相符.射电辐射必须是非热、高度相干的.

## 3. 脉冲宽度和高能粒子的能量

如果将脉冲星的微脉冲看成辐射的基本单元,它的脉冲宽度有0.2到0.3度.高能粒子沿磁场切线方向运动,产生微脉冲辐射的高能粒子的相对论因子约为100.这与从观测上得出的结论(见Rankin,1993)是一致的,这一观测事实对产生微脉冲的辐射部位、粒子的加速过程有所限制,有利于辐射来自中子星表面附近区域的理论.

## 4. 偏振特性

累积脉冲(又称平均脉冲)具有“S”形的偏振位置角的变化.有的脉冲星偏振位置角有“跳跃”,一些脉冲星偏位置角的跳跃达 $\pi/2$ ,即在同一位置上观测到相互垂直的偏振模式.即使累积脉冲偏振位置角呈“S”形变化,也只是一种“统计效应”.子脉冲偏振位置角与“S”形的偏离很大,分布在一个相当广泛的范围内.微脉冲与子脉冲偏振位置角的关系,类似于子脉冲和累积脉冲之间的关系,两者的“面貌”相差甚大.累积脉冲的圆偏振“很特别”,一些脉冲星左旋、右旋成分在脉冲中心部分变号,一些不变号.

脉冲星偏振观测提供了一种相当可靠的观测事实.任何一个可以被接受的模型,都必须面对这个事实.关于偏振的可能的理解是:

(a) 累积脉冲的偏振反映辐射“窗口”的特性.

(b) 在同一观测方向上观测到的相互垂直的偏振模式,说明辐射来自不同的辐射部位.由于这是在一个频率上观测到的,所以同一个频率的辐射,可以来自不同的辐射高度.

(c) 子脉冲、微脉冲反映辐射的具体过程和辐射“窗口”内的细节

## 5. 中心辐射束、空心锥辐射的特性及其随频率的变化

中心辐射束的存在最初是由对脉冲剖面的形状的研究得到的(Rankin 1983).中心辐射束(core 辐射)和空心锥辐射束(conal emission)的辐射部位,偏振,频谱及子脉冲特性等所表现的不同,从观测上已被公认.多年来理论工作仅限于对空心辐射锥的研究.

一个可被接受的理论,必须能同时给出中心辐射束和空心辐射束,以及它们各种工作特性上的差别,如随观测频率的变化:有的脉冲的脉冲剖面在高频上脉冲展宽、分成几个峰;而有的则在低频上脉冲展宽、分成几个峰.

#### 6. 辐射部位

辐射部位的确定,对于辐射机制、辐射模型的检验有重要意义.

迄今对脉冲星辐射区的高度和尺度已进行了广泛的研究.已用过的五种方法中四种有相当大的模型依赖性.

余下一种称为V/C效应的方法,模型依赖较小.

这种方法除考虑了粒子沿磁力线的运动外,也考虑量共转速度的影响.

如果能够知道一颗脉冲星的磁倾角以及视线角,只要假定中子星具有偶极场,就可以从观测上确定辐射区的位置(Wang,etal.,2006).关于射电脉冲星观测及理论研究、磁层与辐射机制等,可参见张冰,乔国俊(1996)的综述.

### 8.1.2 $\gamma$ 射线脉冲星的基本观测特征及对理论的启迪和限制

## 8.2 脉冲星静态磁层模型

脉冲星发现前,人们认为中子星不可能有大气层.

星体(包括地球)大气层的厚度是大气分子热运动与引力平衡的结果,而中子星半径很小,其表面附近引力很强,即使气体温度高达  $10^6 K$ ,对于氢原子的大气标高也只有 1 厘米,所以不存在大气.

脉冲星发现后,Goldreich and Julian (1969) 提出,对于中子星,电磁力起着重要作用.

考虑强磁层存在时,中子星会有电荷分离的大气层,称为磁层.在中子星附近,粒子受到电磁力的合力为 0.

P226, 由于脉冲星的磁场很强(典型值  $10^{12}G$ ),转动很快,光速圆柱(共转速度达到光速的圆柱面)以内,电磁力比其他力大许多量级 ( $10^7 \sim 10^9$ 倍).故可以将磁层中的粒子看成是质量为 0 但有电荷的粒子.

推导:

电子受到的电磁力和引力分别为:

$$F_e = eE = e\Omega BR_{ns}/c$$

$$F_g = mM_{ns}/R^2$$

其中  $m$  是氢原子的质量.

对于 Crab Pulsar,  $F_e/F_g = 10^9$ .

P227 关于 GJ磁层模型 粒子加速电场形成机制的解释.

## 8.3 几种可能的高能粒子加速过程

加速区就是那些电荷密度偏离静态磁层电荷密度的区域.

### 8.3.1 自由流动产生的加速

slot gap

### 8.3.2 真空内间隙

通过光速圆柱会有粒子损失, 当正电荷通过光速圆柱流出时, 需要从中子星表面流出正电荷. 如果中子星表面对离子的束缚能很大, 离子就不会继续流出, 在某些区域被“掏空”, 在掏空的区域产生加速电场. Ruderman and Sutherland (1975) 提出的 (inner vacuum gap) 模型就属于这一类.

### 8.3.3 真空外间隙加速区

### 8.3.4 核加速区和环加速区

### 8.3.5 关于加速过程的一些讨论

## 8.4 辐射过程概述

等离子体中的单个粒子的辐射在天体物理的研究中占有重要地位. 脉冲星物理也离不开这些辐射过程, 特别是同步辐射、曲率辐射和逆 Compton 辐射.

在脉冲星非常强的磁层条件下, 带电粒子只能沿磁力线运动.

由于开放磁力线是弯曲的, 带电粒子可获得向心加速度, 因而产生辐射.

在脉冲星的磁极冠区, 在离中子星表面不太远的地方, 磁场比较强, 可由曲率辐射产生射电波段的辐射.

### 8.4.1 回旋加速辐射

回旋加速辐射是电子能量较小时产生的辐射.

在中子星的情况, 辐射频率可达 X 射线波段, 故可能是 X 射线辐射的重要机制之一.

### 8.4.2 同步辐射

在天体物理中, 同步辐射比回旋辐射重要得多. 但是同步辐射的物理的像和回旋辐射是一样的, 即带电粒子在磁场中受 Lorentz 力的作用做圆周或螺旋轨道运动, 产

生加速度,从而发出辐射.唯一不同的条件是带电粒子的能量大,电子速度接近光速.电子运动方程和回旋辐射一样,但是回旋频率多了一个  $\gamma$  因子,

$$\omega_{0sy} = \frac{eB}{\gamma m_0 c} = \frac{\omega_L}{\gamma}$$

单电子同步辐射的平均总功率,

$$\bar{P} = \frac{4}{9} \gamma^2 r_0^2 c \beta^2 B^2$$

和回旋辐射的平均总功率公式相比,多了一个  $\gamma^2$  因子,所以同步辐射的辐射功率远远大于回旋辐射的辐射功率.

同步辐射的基频很低,因此两根谱线之间的间距很小,故谱线彼此靠的很近,变为连续谱了.单个电子和电子集体的同步辐射的谱分布都是幂律形式.

### 8.4.3 曲率辐射

曲率辐射具有和同步辐射十分相似的特点.它是相对论性带电粒子沿着弯曲轨道运动时所产生的辐射.在脉冲星非常强的磁场条件下,带电粒子只能沿着磁力线运动.由于磁力线是弯曲的,带电粒子可以获得向心加速度  $a = v^2/\rho$ ,  $\rho$  为磁力线的曲率半径,因而产生辐射.

曲率辐射类似回旋半径为  $\rho$  的圆轨道运动的带电粒子的同步辐射,因此有关同步辐射的基本公式都可以应用于曲率辐射.

曲率辐射谱的形式和同步辐射相同,但临界频率和极大频率则明显不同,曲率辐射的临界频率

$$\omega_{cc} = \frac{3c}{2\rho} \gamma^3$$

同步辐射的临界频率则为,

$$\omega_{csy} = \frac{3}{2} \omega_L \gamma^2$$

曲率辐射的总功率公式为,

$$P_c = \frac{2e^2 c}{3\rho^2} (\gamma^4 - \gamma^2)$$

### 8.4.4 Compton辐射 (逆 Compton 辐射)

P237, 第一行, 称为 Compton 散射, 应该是 逆 Compton 散射吧?, 后面有一句话 逆 Compton 辐射又称 Compton 辐射

逆Compton散射是高频光子产生的有效机制,被应用到对脉冲星各个波段,即射

电、光学、X射线、伽马射线辐射的理论解释。

逆Compton散射讨论高能电子和低频光子的碰撞过程。所谓低频光子是指能量比电子能量小很多的光子,碰撞结果是电子把它的部分动能转移给光子,使散射光子的能量增加变成高能光子,也就是辐射频率变高了,相当于在高能有了辐射,称为逆Compton辐射。

其特点是幂律谱、强方向性和强偏振,特别是辐射频段很宽,能解释某些脉冲星在很宽的频段上的辐射。

为便于讨论逆compton散射,我们首先介绍一下Compton散射。Compton散射,指高频光子和静止电子碰撞的情况。

高频光子是指能量比电子的静止能量大很多的光子。碰撞后,光子损失能量而电子获得能量。根据能量守恒和动量守恒可推导出散射频率(能量)和入射频率(能量)之间的关系

$$\nu_f = \frac{\nu_i}{1 + \frac{h\nu_i}{m_0c}(1 - \cos\theta)}$$

这种辐射的方向性很强,散射光子总是大体沿着电子运动的方向射出。散射后的光子能量大大增加,当 $\gamma$ 很大时,有 $h\nu_f^L \sim \gamma^2 h\nu_i^L$ 。这表明,在与相对论电子碰撞后,光子能量增加到原来的 $\gamma^2$ 倍。Compton辐射的频段很宽,从射电、光学、X射线到 $\gamma$ 射线的辐射都可以产生。

## 9 脉冲星辐射机制和模型

### 9.1 辐射机制和辐射模型概述

P238, 最后一行, 应该是 polar cap, 而不是 polar cap 模型。

### 9.2 射电辐射机制

#### 9.2.1 Sturrock 模型

该模型提出了两个历史性概念,对以后的模型产生了重要的影响:

1. 空间电荷限制的流动 (space-charge limited flow)
2.  $\gamma$  光子在强磁场中产生正负电子对。

#### 9.2.2 狭长间隙模型

观测对比,该模型给出的辐射区与观测不符。特别是新近的 $\gamma$ 射线和射电观测表明 (Ravi, Manchester & Hobbs, 2010),辐射区在零电荷面附近。狭长间隙模型的辐射区远离零电荷面,与观测要求相距甚远。

### 9.2.3 极冠真空间隙模型

影响广,较能与观测符合.

RS 模型的基础:

#### 1. 中子星极冠区会形成真空间隙 (内间隙)

Ruderman (1971)等研究了强磁场下中子星表面的结构,得到在强磁场( $B$ 约为 $10^{12}G$ )的情况下,中子星表面离子的束缚能可达 $14keV$  (Ruderman and Sutherland,1975),磁轴与自转轴“反平时”时,开放磁力线对应的极冠区为正电荷区.因此由极冠区向外流动的是带正电荷的粒子,但中子星表面离子束缚能较大,不能自由地离开中子星,于是在极冠区中子星表面附近的磁层中,会形成一个电荷被抽空的区域,称为间隙.在间隙中,沿磁力线有很大的电势降, $E_{||} \neq 0$ .

#### 2. $\gamma$ 光子在强磁场中产生正负电子对 $e^{\pm}$ .

将 Sturrock(1971)提出的  $\gamma$  光子产生电子对  $e^{\pm}$  的概念用于内间隙.银河背景  $\gamma$  光子落到内间隙区产生电子对  $e^{\pm}$ , 电子对再加速,被加速粒子的曲率辐射产生  $\gamma$  光子,  $\gamma$  光子再产生电子对  $e^{\pm}$ , ..... 出现一个雪崩式的级联放电过程.

内间隙级联放电

P243, 最后两段, 这些次级粒子如何产生观测到的辐射呢?——相干

P245, RS 模型成功之处

P246, RS 模型遇到的困难

### 9.2.4 逆 Compton 散射 (ICS) 模型

P256, 垂直偏振模式

## 9.3 伽马射线辐射机制

### 9.3.1 伽马射线脉冲星的主要观测特征

## 9.4 讨论

对于射电辐射和  $\gamma$  射线辐射,现有理论有了一定的进展,但仍有大量工作有待继续研究.

(1) 对于  $\gamma$  射线脉冲星而言,现有理论着重脉冲轮廓、相位分离谱、相位平均谱等方面的拟合.由这些拟合可以给出辐射部位、辐射机制等信息(Cheng;Ho& Ruderman,1986;Zhang.Cheng,1997,2000).在蟹状星云和船帆座脉冲星光变曲线的拟合中,脉冲峰值就需用到环区的贡献,而“桥”辐射则需要用到核区的贡献 (Du,etal.,2011)

在脉冲星了射线辐射机制的研究中,人们考虑了避免因电荷流出使中子星带电的问题:如正电荷流出与流入的平衡(Cheng, Ho&.Ruderman,1986). 但如果考虑这

种电荷的流动,加速区应当靠近中子星表面,而不仅仅在零荷面外.

(i) 无论核区还是环区,靠近中子星表面附近加速更有效(Du,etal,2011,图9.28)

(ii) 只要有足够的单极感应电势,环区的加速比核区有效(Qiao, et al, 2007)

这就为年轻的脉冲星和毫秒脉冲星在环区产生 $\gamma$ 射线辐射提供了物理基础.

(2) 理论研究中的边条件的选取非常重要.例如在自由流动(freeflow)的情况下,由中子星表面流出的粒子密度是否等于当地的电荷密度,对于辐射部位起关键作用.

(3) 中子星表面束缚能的大小,决定极冠区能否形成真空内间隙.对于夸克星,核区和环区都可以形成真空间隙.自由流动也可以在核区和环区形成加速和辐射,但能否产生漂移子脉冲还没有研究.如何从观测上进行鉴别值得研究 (4) 磁倾角 $\alpha$ 和视线角,对确定辐射区的位置很重要.这两个参数对鉴别辐射机制有重要作用.使用上述两个参数,同时对不同波段的观测资料进行分析,可起到更好的作用

(5) 脉冲星被认为是自转能提供辐射能量的一类天体.图9.29的观测事实明,有的 $\gamma$ 射线脉冲星 $\gamma$ 射线光度大于自转能损失率.这对 $\gamma$ 射线脉冲星的能量源提出质疑.这是否为脉冲星的视向运动引起周期变化率改变而造成的“假象”值得研究

1967年脉冲星被发现,我国科技工作者很快跟上(如Fang,1975),在脉冲星、中子星的研究和人才培养方面做出了重要贡献.在 $\gamma$ 射线辐射模型的研究中,郑广生、张力教授的工作受到国际同行的广泛关注,有很大影响.

## 10 中子星与夸克星

20 世纪 30 年代初,当时刚二十出头的俄国学者 Landau 猜测某些恒星中心的密度可能跟原子核密度相当. 他形象地称这一核心为“巨原子核”(gigantic nucleus). 后来这类天体逐渐被称为“中子星”. 尽管 1926 年 Fowler 曾经先验性地认为因电子和原子核自身体积太小而可能存在密度高达  $10^{14} \text{ g/cm}^3$  的物质,但从物理和天文角度较深入地探讨如此致密的物质却是从 Landau 开始的. 八十多年来,特别是 1967 年发现脉冲星之后,中子星一直是物理学和天文学领域的研究热点.

事实上,中子星的结构和组成强烈地依赖于夸克之间基本强相互作用的低能行为. 脉冲星发现后不久就被证认为中子星,不过关于中子星的结构,观测和理论上都存在着不确定性. 我们知道,量子色动力学(QCD)是描述夸克之间强相互作用的基本理论. 它在高能极限下具有渐近自由属性. 然而,低能情形时 QCD 高度非微扰行为却是当今粒子物理学重大挑战,与七大“世纪奖金问题”之一(“Yang-Mills and mass gap”)紧密相关. 中子星物态恰恰属于低能 QCD 范畴,至今尚不能经第一性原理出发计算而得到. 数学上的困难为从天文观测角度了解中子星物态提供了机会,进而反过来深化人们对非微扰 QCD 的认识.

鉴于对低能 QCD 了解的缺乏,人们不得不从模型或唯象学角度去推测可能的中子星结构和物态,具体而言可以分为如下几大类(图 10.1). 传统上人们认为中子星物质的基本自由度是强子,夸克禁闭于其内(强子星),但近来学者们也在认真讨论中子星内部密度足够高到导致夸克解禁的可能(夸克星). 早年人们曾经简单地认为中子星由核子构成,后来推测中心可能存在介子(如  $\pi$ , K 等)凝聚. 中心含有大量超子(如  $\Lambda$ , H 等)的中子星又称为“超子星”. 若中子星几乎完全由解禁夸克物质为奇异夸克物质. 由这类物质组成的夸克星,又称为“奇异夸克星”,简称“奇异星”. 仅核心部分为夸克物质的中子星称为“混合星”. 此外,跟以上这些图像迥异的另一种看法是:脉冲星可能是夸克集团为基本单元的凝聚态物质,即夸克集团星. 无论是传统中子星还是夸克星、夸克集团星,原则上都可以具有由原子核、电子等组成的壳层. 但值得注意的是:夸克星和夸克集团星因自束缚而不必须具备壳层(传统中子星必须拥有壳层,因为它们是引力束缚的). 不具有壳层的夸克星被称为裸夸克星.

## 10.1 历史评述

### 10.1.1 Chandrasekhar 质量

### 10.1.2 Landau 猜测“巨原子核”

### 10.1.3 “巨原子核”就是中子星

### 10.1.4 发现脉冲星

### 10.1.5 脉冲星到底是中子星还是夸克星

P278, 这个问题涉及人们对强相互作用基本特征 (特别是非微扰 QCD 属性) 的认识.

## 10.2 中子星的形成与热演化

### 10.2.1 超新星观测分类

<https://arxiv.org/pdf/1810.06441.pdf>

Improved Photometric Classification of Supernovae using Deep Learning

- 10.2.2 铁核塌缩
- 10.2.3 塌缩星核中的中微子
- 10.2.4 爆发机制
- 10.2.5 超新星 SN1987A
- 10.2.6 超新星遗迹
- 10.2.7 中子星的热演化
- 10.3 中子星与夸克星模型
  - 10.3.1 质量-半径关系
  - 10.3.2 中子星的结构
  - 10.3.3 强磁场中子星表层物质
  - 10.3.4 奇异夸克星
  - 10.3.5 裸奇异星表面的电子
- 10.4 如何观测鉴别中子星和夸克星

## 11 毫秒脉冲星及其应用

1982年毫秒脉冲星PSRB1937+214的发现轰动世界,再次形成观测研究的高潮.毫秒脉冲星与之前发现的脉冲星的特性迥然不同,是新的一类脉冲星,被认为是从低质量X射线双星演化而来.它因吸积伴星的物质而加快自转,故又称为“再加速脉冲星”.这类脉冲星大量存在于球状星团中,成为研究球状星团的探针.毫秒脉冲星行星系统的发现开创了寻找太阳系之外行星系统的先河.毫秒脉冲星因为周期极端稳定,可以与原子钟比美,有可能在时间标准和太空自主导航以及引力波检测等方面有实际应用.脉冲双星的观测已经间接地验证了引力波的存在.地面引力波探测设备也已直接接收到双黑洞和双中子星并合时发出的引力波.

- 11.1 毫秒脉冲星的发现和基本特性
- 11.2 从X射线脉冲星得到的启示
- 11.3 球状星团中的毫秒脉冲星

P310, 加速搜寻技术

## 11.4 毫秒脉冲星的应用

P313

毫秒脉冲星计时简称MSPT.天文学家倾向于用多颗处在不同方向的,噪声很小的毫秒脉冲星组成一个“脉冲星钟”,称为毫秒脉冲星计时阵(MSPTA),并对这一批毫秒脉冲星进行长期的观测,一般2~3周观测一次,坚持5年至10年.对资料进行分析得到的综合毫秒脉冲星时(EMSPT),其稳定度可与当今最稳定的铯原子频率基准钟相当.这种观测不仅要选择周期特性最稳定的毫秒脉冲星,还要采用接收面积非常大的天线或天线系统、特别灵敏的接收机系统和消色散能力特强的终端组成的大型射电望远镜阵.目前,这样的毫秒脉冲星计时阵已有不少,不仅为了进行“脉冲星钟”的实验,还为了检测引力波.

### 11.4.1 脉冲星自主导航

### 11.4.2 宇宙引力波的探测

P319, 引力波不会衰减

## 11.5 展望

## 12 射电脉冲双星和广义相对论的验证

在引力波预言的半个多世纪后,射电脉冲双星的发现才间接地验证了引力波的存在,成为引力波天文学的开路先锋.

### 12.1 射电脉冲双星和轨道参数的确定

星风吸积、Roche瓣溢出吸积.

### 12.2 射电脉冲双中子星系统

P337, 最后一段, 轨道轨道周期, 多了轨道两个字

### 12.3 其他射电脉冲双星系统

### 12.4 射电脉冲双星的演化

## 13 X射线双星

### 13.1 X射线双星概述

### 13.2 X射线脉冲星的主要观测特征及一些简单分析

### 13.3 X射线脉冲星的理论研究

### 13.4 讨论

## 14 X射线脉冲单星

### 14.1 射电脉冲单星的X射线辐射

### 14.2 孤立X射线天体概述

### 14.3 反常X射线脉冲星和软伽马射线重复暴

## 15 脉冲星——星际介质的探针

### 15.1 星际介质

### 15.2 星际介质的色散、电子密度和脉冲星距离的确定

### 15.3 脉冲星的空间分布

### 15.4 脉冲星作为银河系星际磁场的探针

### 15.5 星际闪烁和散射

## 16 脉冲星类天体研究进展与展望