

脉冲星观测及其若干应用(I)

魏 学

(中国科学院上海天文台)

提 要

本文简要介绍了脉冲星的基本特征与观测原理。

一、引 言

1967年休伊什和他的同事们^[1]有关脉冲星的发现, 不仅为天体物理学家提供了非常重要的研究对象, 同时也提出了一系列物理学新问题。这种神奇天体的发现, 立即引起了科学家的极大兴趣, 脉冲星观测及其解释极大地丰富了我们有关银河系结构、恒星演化以及凝聚态物理学方面的知识。由于脉冲星的奇特性质, 脉冲星观测资料可以广泛地用于各种科学目的, 如定义时间尺度, 检验地球历表, 确定太阳系质心及研究星际介质等。特别是脉冲双星的发现^[2]为我们提供了检验引力理论的理想天空实验室; 近年来发现的毫秒脉冲星^[3]脉冲周期只有 1.56ms, 因此, 能以极高的精度($<1\mu\text{s}$)确定其脉冲到达时间, 使得我们可能以较好的精度定义射电参考系零点。

二、脉冲星的基本性质

1. 脉冲星与中子星

脉冲星最引人注目的特征是其脉冲周期异常稳定, 例如, 很快就定出第一批剑桥脉冲星每周的周期变率小于周期值的 10^{-14} 。究竟是什么机制在控制着脉冲星的活动呢? 这种精确的周期性行为可能来自于恒星脉动、动力学系统公转与恒星自转。

恒星脉动周期近似与密度成反比, 对于正常恒星, 密度小, 脉动周期不可能小到几秒; 即使白矮星, 脉动周期也不可能小于 1 秒, 无法解释短周期脉冲星; 而中子星的脉动周期小于毫秒量级, 无法解释长周期脉冲星。因此, 人们很快就放弃了恒星脉动模型。

公转说要求白矮星或中子星是双星中的成员之一。但是, 即使双星是由两个白矮星组成的, 其周期也不会小至几秒, 由中子星构成的双星, 周期固然可以较短, 但是, 这种体系的强引力辐射引起很大的能量损失, 从而使周期迅速变短, 这与观测事实相悖。

对于恒星自转, 无论是正常恒星还是白矮星, 自转周期都不可能小于 1 秒, 只有中子星能以脉冲星的脉冲周期自转。于是, Gold 将脉冲星证认为自转中子星^[4], 他把射电脉冲解释为“灯塔”效应, 并且指出, 中子星的自转能必定通过磁偶极辐射而损失, 自转速率变

慢, 观测结果证实了自转变慢的预言。

2. 脉冲轮廓

由于脉冲星脉冲周期惊人的规律性, 人们可能会认为脉冲星辐射的一切现象都遵照同样简单的图像, 然而事实并非如此。个别脉冲的强度变化很大, 有时整个脉冲都会消失。如果将测量仪器的时间常数降到 1ms 以下, 则可以发现脉冲有复杂的结构, 一个脉冲往往由几个子脉冲组成, 它们之间可能相互交迭。若进一步将仪器时间常数降至 $10\mu\text{s}$ 以下, 则可以看到子脉冲还有微结构。除了脉冲幅度有变化外, 子脉冲的相位也有系统变化, 即脉冲轮廓有变化, 这种变化与脉冲周期同步。

尽管个别脉冲特征的变化很大, 有时几乎近于混乱状态, 但是, 由几百个单脉冲组成的序列得到的累积脉冲轮廓具有清晰的结构和明显的特征。对于不同的脉冲星, 其累积脉冲轮廓各不相同, 但每颗脉冲星的累积脉冲轮廓是十分稳定的。

3. 空间分布

现在已经发现了近 500 颗脉冲星, 图 1 给出了 398 颗脉冲星在银道坐标中的分布^[5]。由图可见, 脉冲星明显地集中在银道面附近, 这说明脉冲星是河内天体。只有最暗的脉冲星, PSR0529-66, 可能是大麦哲伦云天体^[6], 其方向恰好位于大麦哲伦云中, 色散量 ($125\text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$) 远大于其他银纬大于 30° 的脉冲星, 而其视线方向附近并没有发现 H II 区, 这样大的色散量可能是由于大麦哲伦云中的色散引起的, 至今还没有发现其他河外脉冲星。

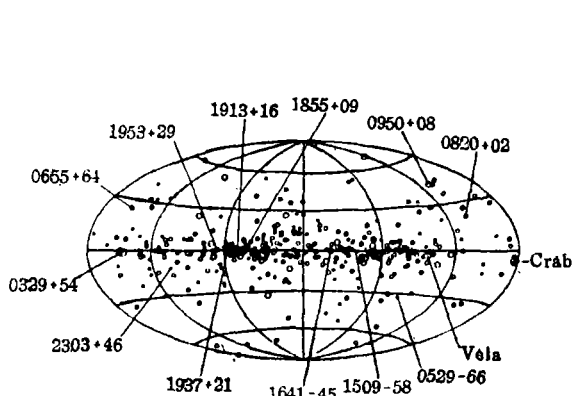


图 1 398 颗脉冲星在银道坐标中的分布^[5]

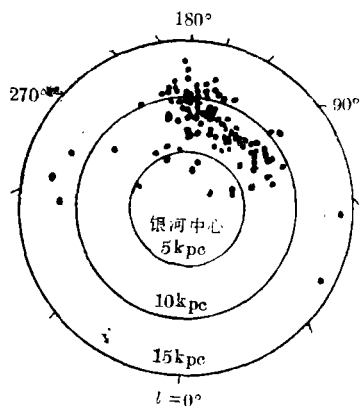


图 2 脉冲星在银道面上的投影分布^[9]

得到脉冲星的距离是很困难的, 只有少数几颗脉冲星具有三角视差^[7]。对于大多数脉冲星, 我们可以根据其色散量估计它们的距离, 因为色散量正比于视线方向上的电子的柱密度, 因此, 如果已知电子的空间密度, 我们就能够根据色散量算出脉冲星的距离。这种方法适用于近距脉冲星 ($100-1000\text{pc}$)。对于远距脉冲星 ($>1000\text{pc}$), 可以根据中性氢吸收光谱确定它们的距离^[8], 由这种方法大约给出了 40 多颗脉冲星的距离。尽管这些方法的精度较低, 个别脉冲星的距离值可能有很大的误差, 但是, 在统计意义上, 这些距离值是相当准确的。所有已知距离的脉冲星离开银道面的平均距离 $|\bar{Z}| = 376\text{pc}$ ^[9], 所以, 脉冲星分布是呈盘状的。图 2 给出了脉冲星在银道面的投影分布^[9], 并没有呈现旋涡结构。

4. 脉冲星成因与演化

目前普遍认为脉冲星起源于超新星爆发。超新星爆发将超新星的外壳炸碎, 抛到了宇宙空间, 而中心物质坍缩成为一个密度极高的中子星。观测上已经取得了一些证据, 在蟹状星云(PSR0531+21)、船帆座X星云(PSR0833-45)以及G320.4-1.2超新星遗迹(PSR1509-58)中发现了脉冲星。另外还有6颗脉冲星与超新星遗迹有成协可能。

与超新星遗迹成协的脉冲星有一个共同的特点: 周期短而周期变率大, 亦即都是年轻脉冲星。根据脉冲星减速理论, 脉冲星的特征年龄为

$$\tau = P/2\dot{P} \quad (1)$$

由此给出的三颗年轻脉冲星的年龄大致与它们所在的超新星遗迹的年龄相符。

$\dot{P}-P$ 图给出了脉冲星的两个基本参数(图3)^[10], 如果脉冲星的表面磁场保持不变, 脉

冲星将沿虚线由左上方向右下方演化。毫秒脉冲星 PSR1937+21 的发现, 向传统的脉冲星演化理论提出了挑战, 人们需要解释:

(1) 极短的周期(1.56ms); (2) 弱磁场($\sim 4 \times 10^8$ G); (3) 位于银道面; (4) 没有伴星。

最后一点使得一些人去寻求表面磁场很弱、短周期及小周期变率的新生脉冲星形成的机制。一般新生脉冲星的磁场大致为 $\sim 10^{12}$ G, 虽然新生脉冲星并不一定需要具有这样强的表面磁场, 但 PSR1937+21 与图3上方年轻脉冲星之间的空隙说明, 初始场强不可能是如此宽广的连续带, 而 PSR1937+21 与脉冲双星的相似性, 使人们想到它可能是由双星系统演化得到的。

$\dot{P}-P$ 图左下角的脉冲星, P 、 \dot{P} 都很小, 除 PSR1937+21 外, 几乎全部都是双星。这一现象使人们自然会联想到, 其伴星影响了位于双星系统中的脉冲星的演化。按照 Heuvel 等人的观点^[11], 由于脉冲周期变长与表面磁场的衰减, 处于双星系统中的脉冲星丧失了发射射电脉冲的机制, 在这以后, 伴星在其演化过程中膨胀, 抛出物质, 死亡的脉冲星获得质量(吸积)后自转加速, 重新获得发射机制, 成为射电脉冲星。“再生”脉冲星具有弱磁场、短周期以及小的周期变率。

假设伴星可能在吸积过程中被彻底瓦解, 这一模型便可以解释像 PSR1937+21 这样的孤立脉冲星的成因。以后发现的几颗毫秒脉冲星都位于双星系统中, 这一事实支持了这种演化模型。

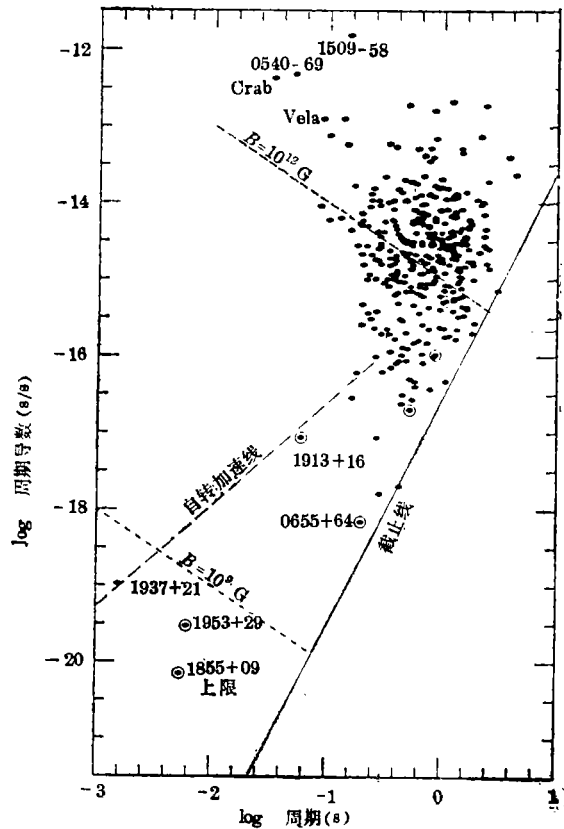


图3 355颗脉冲星的 $P-\dot{P}$ 分布^[10]

Fruchter 等人最近发现的位于食双星系统中的毫秒脉冲星 PSR1957+20^[12]引起了广泛的兴趣,对这一天体的进一步观测与研究,必将加深我们对脉冲双星与毫秒脉冲星演化的理解。

三、观测资料的处理方法

由于地球公转,脉冲到达时间呈现周年变化。分析脉冲到达时间的周年趋势,可以确定脉冲星的周期、周期变率及其位置。同时,脉冲星是银河系射电源,具有与普通射电天体不同的特征,通过特殊的观测手段,可以对脉冲星进行射电观测。本节主要讨论脉冲星的观测原理。

1. 计时原理

观测原理:图4是脉冲星计时观测的几何原理图。按照 Backer & Hellings(1986)^[13]与 Hellings(1986)^[14]的方法,我们推导脉冲发射时刻与接收脉冲时刻的关系。

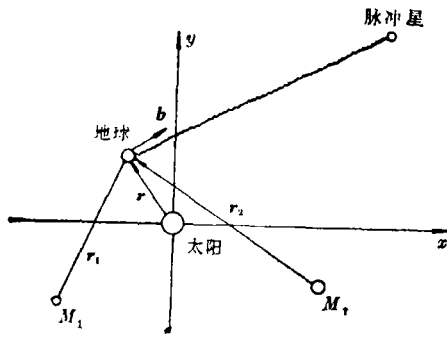


图4 脉冲星观测的几何原理图^[14]

假设在初始时刻 T_0 , 脉冲星位于 R_0 , 并以常速 v 运动, 因此, 在第 N 个脉冲发射时刻, 脉冲星的位置矢量为:

$$R_N = R_0 + v(T_N - T_0) \quad (2)$$

由光行时方程^[14], 可以写出第 N 个脉冲接收时刻的坐标时 t_N :

$$c(t_N - T_N) = |R_N - r_N| - (1 + \gamma) \sum_0^p \frac{GM_p}{c^2} \ln \left[\frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_{pN} + r_{pN}}{\mathbf{b} R_{pN} + R_{pN}} \right] \quad (3)$$

其中, r_A 为 t_A 时刻台站的日心位置矢量, r_{pN} 为第 p 个太阳系天体相对于台站的矢量, R_{pN} 为 p 天体相对于脉冲星的矢量。

由于 $v(T_N - T_0) \ll R_0$, $\mathbf{b} \approx R_0/R_0$, 可将(3)式展开:

$$\begin{aligned} ct_N = & cT_0 + R_0 - [(\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})\Delta t_N - \mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N] + \frac{1}{2R_0} [r_N^2 - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N)^2] \\ & - \frac{1}{R_0} [\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_N - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N)] \Delta t_N \\ & + \frac{1}{2R_0} [v^2 - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})^2] \Delta t_N^2 - (1^p + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^2} \ln \left[\frac{\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_{pN} + r_{pN}}{2R_0} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

其中, $\Delta t_N = t_N - t_0 \approx T_N - T_0$ 。

取 $t_0 = T_0 + \frac{1}{c} R_0 + (1 + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^2} \ln(2R_0)$ 作为 t_0 的一级近似, 代入(4)式:

$$\begin{aligned} c(t_N - t_0) = & c(T_N - T_0) + [(\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})\Delta t_N - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N)] \\ & + \frac{1}{2R_0} [r_N^2 - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N)^2] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{1}{R_0} [\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_N - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})(\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_N)] \Delta t_N \\
 & + \frac{1}{2R_0} [v^2 - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{v})^2] \Delta t_N^2 \\
 & - (1 + \gamma) \sum_p \frac{GM_p}{c^2} \ln |\mathbf{b} \cdot \mathbf{r}_{pN} + r_{pN}|
 \end{aligned} \quad (5)$$

(5)式就是处理脉冲星计时观测资料的条件方程, 第一项由脉冲星转动模型(7)式给出, 第二项为一阶多普勒效应, 第三项是由周年视差引起的, 第四项是由脉冲星自行引起的, 正比于 Δt_N^2 的项是由视向速度引起的, 最后一项是由于太阳系引力场引起的时延。

方程(5)中 t 是坐标时, 它与台站原子钟读数 τ 的关系由下式给出^[14]:

$$\tau = t - \left(\frac{1}{2} \frac{\omega^2}{c^2} - U_e \right) t - \frac{\mathbf{v}_e \cdot \mathbf{b}}{c^2} - \int_0^t \left(\frac{1}{2} \frac{v_e}{c} - U_s \right) dt \quad (6)$$

其中, ω 为地球自转速度, \mathbf{v}_e 为地球公转速度, U_e 为地球在台站处的引力势, U_s 为太阳系天体在地心处的引力势。

我们可以看出方程(5)中, 第 N 个脉冲到达时间是参数 \mathbf{b} , \mathbf{v}_e , R_0 以及确定 \mathbf{r}_N 所涉及到的常数的函数。原则上, 在拟合过程中可以修正所有这些参数, $T_N - T_0$ 通常由下式定出:

$$N(T_N) = \Omega(T_N - T_0) + \frac{1}{2} \dot{\Omega}(T_N - T_0)^2 + \frac{1}{6} \ddot{\Omega}(T_N - T_0)^3 \quad (7)$$

在拟合过程中还需要解算 Ω 、 $\dot{\Omega}$ 、 $\ddot{\Omega}$ 。

观测装置: 图5给出了脉冲星计时观测装置的框图^[15]。望远镜信号经过放大后输入控制室, 32对滤光片的输出加了相反的圆偏振射电信号后, 经过数字延迟线(消色散器)迭加起来, 消色散器的输出进入信号平均器, 经过几分钟的累积后读入计算机。

由于星际闪烁, 对于像 PSR1937 + 21 这样的快速脉冲星, 上述方法的效果并不理想。为此, Rawley 博士设计了多频道信号平均器 PSA-32(Princeton 32-Channel Signal Averager), 逐个积分 32 对滤光片的输出信号^[10]。

为进一步消除色散和星际闪烁的影响, Hankins 等人设计了一种实时相干消色散器(Real-time Coherent Dedispersion)^[16], 时间分辨率小于 $0.5\mu\text{s}$, 并且可以消除由于散射引起的脉冲到达时间的不稳定。目前, 这种装置已经投入使用^[17]。

计时方法: 在脉冲星计时观测工作中,

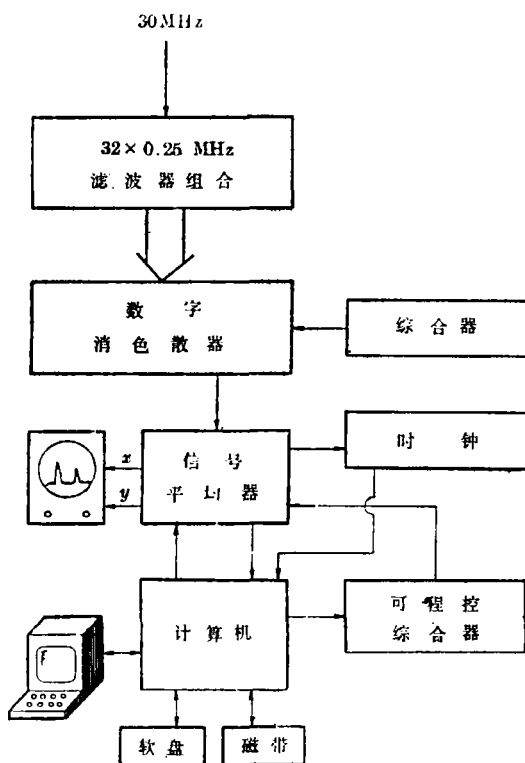


图5 脉冲星计时观测装置框图^[15]

观测者希望能够使用尽可能宽的频带, 由于星际介质的色散, 不同频率的脉冲信号到达时间有差异, 致使脉冲加宽, 脉冲细节变得模糊, 因此, 脉冲星计时工作中需要选择合适的观测频带。

星际介质对光速的影响与光频有关:

$$\Delta v = c - v = \frac{c}{2\pi f} \frac{ne^2}{m_e} \quad (8)$$

其中, f 为光频, n 为电子密度, e 为电子电量, m_e 为电子质量。时间延迟正比于视线方向的电子的柱密度, $DM = \int ndt$, 称为色散量, 由于频率不同引起的时间差异:

$$\frac{dt}{df} = - \frac{8.30}{\text{MHz}} \frac{DM}{f^3} \mu\text{s} \quad (f \text{ 以 GHz 为单位}) \quad (9)$$

由此, 我们可以计算, 对于 PSR1937+21, $DM = 71.04 \text{cm}^{-3} \cdot \text{pc}$, 观测波段为 1408MHz, 频带宽度为 8MHz, 信号因色散而模糊的程度达到 1.69ms, 大于其脉冲周期。只有使用 32 对滤光片(双偏振), 每对覆盖频宽 250kHz, 才能使用宽度为 8MHz 的频带^[10]。

脉冲到达时间是指几分钟内平均得到的累积轮廓的出现时刻, 为了确定脉冲到达时间, 首先要确定累积脉冲轮廓在近似周期内的位置(即相位), 目前常用的方法是将标准轮廓(所谓标准轮廓是在足够长的时间内积分得到的累积轮廓, 我们可以认为它不受噪声的影响)和上述累积轮廓进行互相关, 再用抛物线拟合相关系数最大的三个点, 抛物线的顶点就作为累积轮廓峰值的相关位置, 这样就定出了累积轮廓相对于近似周期的到达时间(即脉冲相位)。为了把脉冲相位换算到脉冲到达时间, 还必须知道某一起算时刻。为了精确研究脉冲星的周期与周期变率, 起算时刻的精度在几个月内要达到微秒量级, 只有原子频率标准才能给出如此精确的起算时刻。关于确定脉冲到达时间的具体方法及其误差分析, 参见有关参考文献^[18,19]。

讨论: 目前, 脉冲星计时观测已经达到很高的精度, 对于毫秒脉冲星 PSR1937+21, 计时观测的位置精度可以达到 $0''.0003$ ^[20], 一般情况下, 计时观测方法得到的位置精度在 $0''.2-0''.5$ 之间。利用不同历表得到的脉冲星位置存在 $0''.4$ 左右的系统差。

Barcon 等人指出^[21], 拟合脉冲到达时间的公式对发射区的物理现象十分敏感, 脉冲星转动模型(7)式, 需要十分理想的物理条件。实际上, 脉冲星并不能满足(7)式所要求的条件, 这样将导致计时观测中残差的长期(约为 1 年)变化。

2. 射电观测

在通常的射电天文观测中, 增加接收系统的带宽可以改善信噪比, 可是, 在脉冲星观测中, 由于星际介质的色散, 增加带宽会降低时间分辨率和灵敏度。对接收到的信号进行适当处理后, 原则上, 可以消除色散效应, 消色散方法有检前消色散与检后消色散两种, 具体处理过程参见文献^[22]。

由于脉冲星的辐射流量很弱, 目前对脉冲星的射电观测大都使用 VLA 技术, 位置精度大约在 $0''.2$ 左右。Fomalont 等人分析了 59 颗脉冲星的观测资料^[23], VLA 观测的平均精度为 $0''.2$, VLA 观测位置与计时观测位置之间存在 $0''.4$ 的系统差。Backe 等人对脉冲星 PSR1937+21 与 PSR1913+16 的观测精度分别达到 $0''.05$ 和 $0''.15$ ^[24]。利用 Mk III VLBI 系

统, Bartel 等人达到了 $0''.005$ 的精度。

致谢: 金文敬和须同祺老师阅读了本文初稿, 并提出了详细的修改意见, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Hewish, A. et al., *Nature*, 217 (1968), 709.
- [2] Hulse, R. A. and Taylor, J. H., *Ap. J.*, 195 (1975), L51.
- [3] Backer, D. C. et al., *Nature*, 300 (1982), 615.
- [4] Gold, T., *Nature*, 218 (1968), 731.
- [5] Taylor, J. H. and Stinebrings, D. R., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 24 (1986), 24.
- [6] McCulloch, P. M. et al., *Nature*, 302 (1983), 319.
- [7] Gwinn, C. R., Thesis, Princeton University, (1984).
- [8] Weisberg, J. M. et al., *A. Ap.*, 88 (1980), 84.
- [9] 方励之, R. 鲁菲尼, 相对论天体物理基本概念, 上海科技出版社, (1981).
- [10] Rawley, L. A., Thesis, Princeton University, (1986).
- [11] van den Heuvel, E. P. J. and Taam, R. E., *Nature*, 309 (1984), 235.
- [12] Fruchter, A. S. et al., *Nature*, 333 (1988), 237.
- [13] Backer, D. C. and Hellings, R. W., *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 24 (1986), 537.
- [14] Hellings, R. W., *A. J.*, 91 (1986), 650.
- [15] Davis, M. et al., in *Millisecond Pulsars*, ed. by S. P. Reynolds and D. R. Stinebring p. 12, Green Bank, (1984).
- [16] Hankins, T. H., *Ap. J.*, 169 (1971), 487.
- [17] Hankins, T. H. et al., *Ap. J.*, 315 (1987), 149.
- [18] Gowns, G. S. and Reichley, P. E., *Ap. J. Suppl.*, 53 (1984), 169.
- [19] Blandford, R. et al., *J. Ap. A.*, 5, (1984), 369.
- [20] Rawley, L. A. et al., *Science*, 238 (1987), 761.
- [21] Barcon, X. et al., *Ap. J.*, 331 (1988), 397.
- [22] 王绥馆等, 射电天文方法, 科学出版社, (1988).
- [23] Fomalont, E. B. et al., *M. N. R. A. S.*, 210 (1984), 113.
- [24] Backer, D. C. et al., *A. J.*, 91 (1985), 2275.

(责任编辑 刘金铭)

Pulsar Observations and Their Application (I)

Wei Xue

(Shanghai Observatory, Academia Sinica)

Abstract

The general properties of pulsars are summarized and the procedure of observation is described.