

中 子 星 的 磁 场 演 化 *

张承民^{1,2} 杨国琛¹ 刘明成³

(1. 河北工学院物理系 天津 300130 2. 中国科学院理论物理研究所 北京 100080

3. 河北师范学院物理系 石家庄 050091)

摘 要

中子星磁场的起源与演化问题一直没有满意解决。本文就近年的磁场观测统计分析和理论解释进行了系统介绍,并总结出中子星磁场演化的观测结论。

1 射电脉冲星磁场衰减

脉冲星的偶极磁场强度可以由自转周期 P 和自转减率 \dot{P} 给出^[1]

$$B = \left(\frac{3c^3 I}{8\pi^2 R^6} P \dot{P} \right)^{\frac{1}{2}} = 3 \times 10^{19} (P \dot{P})^{\frac{1}{2}} \text{G} \quad (1)$$

其中星体半径 $R = 10^6 \text{cm}$, 转动惯量 $I = 10^{45} \text{g} \cdot \text{cm}^2$ 。

目前,已经知道 500 多颗脉冲星的自转减率。由此给出的磁场范围是^[2] $3 \times 10^{11} - 3 \times 10^{13} \text{G}$ 。对于“正常”射电脉冲星 PSR(此名称为区别于双星脉冲星(biPSR)和毫秒脉冲星(msPSR),统计分析曾倾向于磁场衰减结论^[3-6]。

事实上, PSR 磁场衰减的观点早在 PSR 发现不久后便被提出。当时考虑到表面壳层磁场的欧姆耗散, Ostriker 和 Gunn 提出 PSR 磁场以指数形式衰减^[3], 衰减时标 $t_d \sim 4 \times 10^6 \text{yr}$ 。他们还画出了磁场相对于“特征年龄”的关系曲线,其中特征年龄由下式定义

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

不过,按 $B-\tau$ 图得到的磁场衰减结论有一定的随意性,因为 τ 不是 PSR 真实年龄。直到脉冲星自行速度的测量以后,磁场的衰减才似乎有了说服力依据^[6]。

至 1990 年为止,曾测得 75 颗 PSR 横向速度,观测数据表明, PSR 是高速运动星体,其平均速度达到 $200 \text{km} \cdot \text{s}^{-1}$ 。由于运动缘故, PSR 移出银道较大的距离。一般认为, PSR 诞生在银道,这样, PSR 离开银道的距离可以作为年龄的标志。这个运动学年龄由下式定义

* 国家自然科学基金资助项目

1993 年 8 月 5 日收到

$$t_k = z/\dot{z} \quad (3)$$

其中 \dot{z} 是垂直于银道的速度分量。

由方程 (1) 和方程 (2), 在磁场不变的情况下, 可以解出特征年龄与时间的关系是

$$\tau = \tau_0 + t \quad (4)$$

其中 τ_0 是诞生时特征年龄, 由初始周期和初始磁场决定。只有在磁场不变情况下和 $t \gg \tau_0$ 时, τ 能够很好地表示 PSR 年龄。

如果存在指数形式的场衰减, 即

$$B = B_0 \exp(-t/t_d) \quad (5)$$

其中 B_0 是初始磁场, t_d 为衰减时间。则特征年龄由下式决定

$$\tau = (\tau_0 + t_d/2) \exp(2t/t_d) - t_d/2 \quad (6)$$

在 $t \ll t_d$ 时, 方程 (6) 便退化成方程 (4); 当 $t > t_d$ 时, τ 将随 t 急剧增加, 即, 特征年龄远远地偏离真实年龄。

在使用运动学年龄代替 PSR 真实年龄 t 的条件下, 可以由观测得到 PSR 年龄与特征年龄的关系 [7,8]。 $t_k - \tau$ 关系在图 1 中画出, 在方程 (6) 中取 $t_d = (2-8) \times 10^6 \text{ yr}$, 便可以拟合 $t_k - \tau$ 图。如此得到了较为可信的磁衰减结论, 衰减时标是百万年数量级。

值得指出的是, 在确定 t_k 过程中, 不知道 PSR 视向速度, 而且 PSR 诞生的确切位置也不是完全肯定的。所以, 利用运动学年龄代替年龄依然存在不确定性。这在某种程度上削弱了磁衰减的结论。

关于 PSR 磁场的欧姆衰减, Sang 和 Chamugam 首次给出了数值计算 [9], 结果发现, 如果磁场产生于整个壳层, 则磁场在哈勃时间 10^{10} yr 也不会降到 $5 \times 10^8 \text{ G}$, 另外衰减函数也不是自然指数型。这个结论至少暗示欧姆耗散对磁衰减贡献不大。

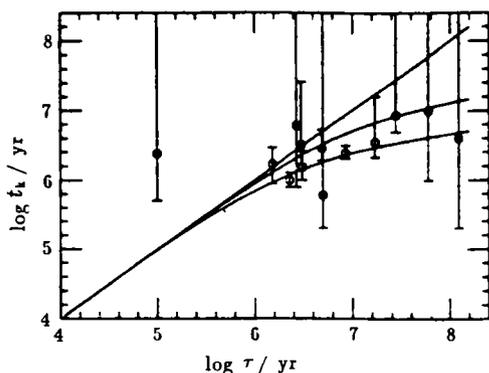


图 1 运动学年龄对特征年龄的观测关系 (Bhattacharya[7,8])。三条曲线, 由上至下, 分别代表衰减时标 $t_d = \infty, 8 \times 10^6 \text{ yr}$ 和 $2 \times 10^6 \text{ yr}$

2 脉冲星磁倾角的演化

从理论上说, PSR 的年龄与特征年龄的差别来源于磁矩衰减, 磁矩的减少可能源于磁场强度减少, 但也可能是其他原因 [10,11]。磁偶极辐射给出的磁矩为

$$N = I\dot{\Omega} = \frac{2}{3c^3} B^2 R^6 \Omega^3 \sin^2 \alpha \quad (7)$$

其中 Ω 是星体角速度, α 是磁倾角, 即转动方向与磁场方向夹角。在 PSR 演化过程中, 即使磁场强度不变, 倾角的减少也会导致磁矩的衰减。可是, 随着近几年观测的进展和数据增加, 有希望区分这两种可能性。

与周期不同, 磁倾角不是直接观测量, 而是导出量。磁倾角的估计是以观测脉冲宽度和偏振性质为基础进行的^[12]。现在已经清楚知道, PSR 辐射束包含两个特征成分, 一个狭窄的中心核部分和另一个外围空心锥^[13]。锥部分的射电辐射是发自极冠的高能粒子沿磁力线的曲率辐射, 具有强烈的线偏振特性。在星体转动过程中, 我们的视线扫过辐射束的不同部分, 观测到偏振位置角画出一条特征 S 型曲线。由偏振摆动的形状, 我们能够推出视线与磁轴间的夹角和磁倾角。Lyne 和 Manchester(以下称 LM)^[12] 曾用这个方法导出大约 100 颗 PSR 的磁倾角。辐射束核心部分与锥部分不同, 它没有偏振的性质, 但它也有另一个重要性质。核心束的内禀宽度等于最后一条开放磁力线在星表面的张角。对于给定的内禀宽度 $\Delta\phi_{\text{int}}$, 核部分的测量宽度是 $\Delta\phi_{\text{obs}} = \Delta\phi_{\text{int}} \cdot \csc\alpha$, 或者 $\alpha = \arcsin(\Delta\phi_{\text{int}}/\Delta\phi_{\text{obs}})$ 。Rankin 曾用此方法测磁倾角, 得到的结果与 LM 的结果基本一致^[13]。两种不同方法竟得到令人惊奇的相近结论。

图 2 是按 LM 给出的 $\alpha-\tau$ 观测分布。假定磁场大小不变, 而磁倾角以指数形式衰减

$$\sin \alpha = \sin \alpha(0) \cdot \exp(-t/t_a) \quad (8)$$

其中 $\alpha(0)$ 是初始磁倾角, t_a 是磁倾衰减时标。由图 2 看出, 当 $t_a = 10^8 \text{yr}$ 时, 方程 (8) 与 $\alpha-\tau$ 图拟合较好。这至少已经表明, 磁矩衰减在 10^6yr 时间尺度上不可能是磁倾衰减原因。

类似于 LM 的方法, Kuzmin 和吴鑫基利用下列方程推出磁倾角^[14]

$$\frac{\cos \theta - \cos \alpha \cos \zeta}{\sin \alpha \sin \zeta} = \cos(w/2) \quad (9)$$

$$\sin \alpha / \sin(\zeta - \alpha) = (d\psi/d\phi)_{\text{max}} \quad (10)$$

$$\theta = 5^\circ \times P^{-\frac{1}{2}} \quad (11)$$

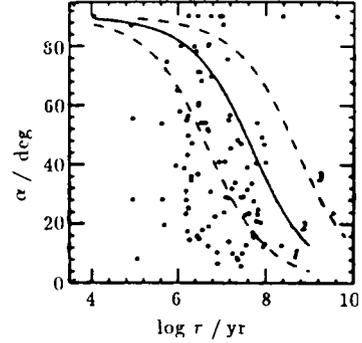


图 2 磁倾相对于特征年龄图 (LM 样本), 曲线 1,2,3, 分别代表磁衰减时标 10^7yr , 10^8yr , 10^9yr ^[7,8]

其中 w 是观测脉冲宽度； $(d\psi/d\phi)_{\max}$ 是偏振最大角变化率， θ 是辐射锥束宽， ζ 是转动轴与视线方向夹角。这些角在图 3 中标出。

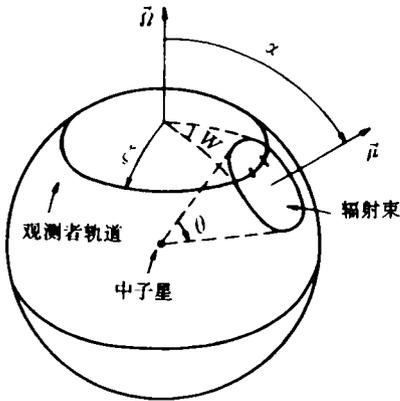


图 3 脉冲星极冠模型几何 [15]

Kuzmin 和吴鑫基利用 LM 给出的 w 和 $(d\psi/d\phi)_{\max}$ 观测数据，在图 4 中画出 $\alpha-\tau$ 依赖关系。其结论是，在 $\tau < 3 \times 10^7 \text{yr}$ 时， α 演化符合方程 (2.2)，倾斜衰减时标 $t_a = 2 \times 10^7 \text{yr}$ 。由于在 $\tau > 3 \times 10^7 \text{yr}$ 时，样本较少，此部分结论还不十分可靠。

为了考察磁矩衰减的真正原因，Bhattacharya 利用 LM 和 Rankin 给出的磁倾角数据作了如下统计分析 [7]。

首先将磁矩写成一般化形式

$$N = I\dot{\Omega} = \frac{2}{3c^3} B^2 R^6 \Omega^3 f(\alpha) \quad (12)$$

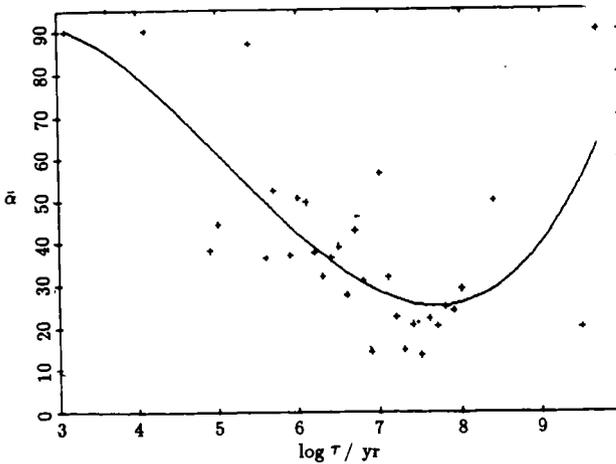


图 4 $\alpha-\tau$ 依赖关系 [14]

其中 $f(\alpha)$ 是未知的磁倾函数。在真空偶极模型下， $f(\alpha) = \sin^2 \alpha$ 。为了得到 $P\dot{P}-\alpha$ 关系，将方程 (12) 写成

$$P\dot{P} = \left(\frac{8\pi^2 R^6}{3c^3 I}\right) B^2 f(\alpha) \quad (13)$$

$P\dot{P}-\alpha$ 的观测关系在图 5 中画出，Bhattacharya 发现 $P\dot{P}$ 的观测值与估计得到的 α 之间没有特别关联，或者说， $f(\alpha)$ 应该是常数。所以磁矩演化不仅与磁倾角无关，而且磁偶极真空模型也受到怀疑。这样，如果磁矩衰减的话，则其真正原因应当是磁场大小的衰减。

需要提及一点, LM 和 Rankin 的统计样本似乎少了些 (大约 100 颗), 如果增加 Kuzmin 和吴鑫基最新给出的 105 颗 PSR 磁倾数据, 再作 $P\dot{P}$ — α 图, 结果如何还需等待进一步工作。

关于磁倾角演化的物理机制, 张承民^[16,17]及其合作者提出一个理论方案。其出发点是, 假定壳磁场是源于极化中子, 引力对内禀自旋的进动影响将改变其方向, 进一步影响磁场的方向。所得到的磁倾角演化公式表明, 对正常的脉冲星, 其磁倾角衰减以对数形式进行, 在时间尺度为 10^6 yr 以后, 磁倾角有明显减少。这与观测结论基本一致。

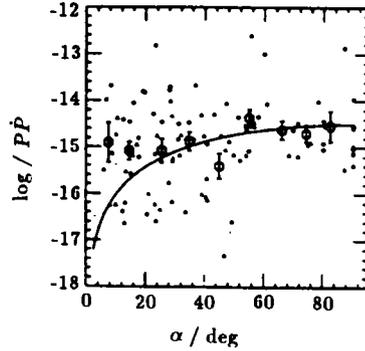


图 5 $P\dot{P}$ — α 图, α 值由 LM 得到^[7]

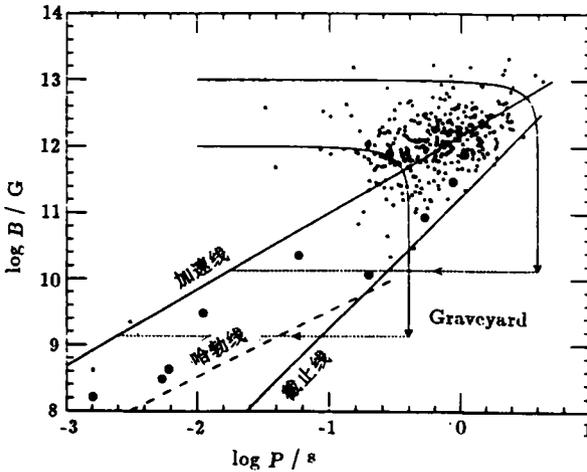


图 6 磁场 $B(\alpha\sqrt{P\dot{P}})$ 相对于周期图, 圆圈代表双星 PSR, 方块代表 msPSR, 加速线 (spin-up line) 是爱丁顿吸积下给定磁场对应的最小周期线; 截止线 (death line) 是 PSR 熄灭电压对应的 $B/P^2 = 2 \times 10^{11}$; 哈勃线 (Hubble line) 代表 $\tau = P/2\dot{P} = 10^{10}$ yr, Graveyard 是射电 PSR 死亡区

3 场 — 周期关系

图 6 是对 403 颗脉冲星作的 B — P 图, 其中包括 biPSR 和 msPSR。一般认为, 初始磁场介于 10^{12} — 3×10^{13} G, 初始周期 $P \leq 100$ ms, 然后开始演化。磁场演化早期阶段比较缓慢, 沿 B — P 图的水平轨道向右运动。经过 10^6 yr 后, 磁场开始衰减, 演化轨道向下沿伸, 这时, 较小的磁场使周期变率减小, 结果演化轨道几乎垂直向下。最后 PSR

越过截止线, 在我们的视线中消逝。不过具有较大初始磁场的 PSR 有可能在磁衰减之前就沿水平轨道越过截止线。这就是所谓 PSR 演化的标准模型^[18]。越过截止线后, 磁场将继续衰减。实际上, 最近证据似乎暗示, PSR 磁场不会低于 10^8G ^[19,20]。

另外 biPSR 和 msPSR 具有非常低的磁场和较短的周期, 明显不同于正常 PSR 演化轨道。他们的奇异性质将在下面得到解释。

4 双星 PSR、毫秒 PSR 和 X-射线中子星磁场

biPSR 和 msPSR 的显著特征是, 短周期和弱磁场。一半以上 biPSR 和全部 msPSR 具有 $B < 4 \times 10^{10}\text{G}$, 而所有脉冲星的 96% 具有 $B > 3 \times 10^{11}\text{G}$ 。一半 biPSR 具有 $P < 13\text{ms}$, 而 97% 的脉冲星具有 $P > 30\text{ms}$ 。根据轨道特征和可能的伴星质量, biPSR 可以分成两类。第一类是具有较大的伴星质量, $1-1.4M_{\odot}$, 这个系统拥有较狭窄的轨道, 即较大的偏率, 他们的脉冲周期 $P \geq 59\text{ms}$, 磁场强度在 $10^{10}-10^{12}\text{G}$ 。第二类是具有低质量伴星, $0.1-0.3M_{\odot}$, 这个系统具有较宽的轨道, 基本上是圆轨道; 大约一半以上这种 biPSR 脉冲周期 $P \leq 10\text{ms}$, 他们的磁场强度在 $4 \times 10^8-3 \times 10^{11}\text{G}$ 。

biPSR 和 msPSR 特征相似, 他们的低磁场和短周期存在着特殊关联, 并处于 $B-P$ 图中靠近加速线的下方。这强烈地暗示, 他们与双星系统的演化历史有关。

在双星吸积过程中, 中子星自转加速获得的最小周期为^[21]

$$P_0 = 1.89(\text{ms})B_9^{\frac{6}{7}} \quad (14)$$

其中已取 $M = 1.4M_{\odot}$, $R = 10^6\text{cm}$, 以及 Eddington 吸积率, $B_9 = B/10^9\text{G}$ 。 $B-P$ 图中的加速线就是由方程 (14) 确定的。如果 X-射线中子星被加速到毫秒级周期, 就必须要求其磁场低到 10^9G 。在研究小质量 X-射线双星 (LMXB) 的 X 射线频谱过程中, 发现了准周期振荡现象^[22], 即 QPO。对 QPO 的成功理论解释要求 LMXB 的中子星具有低磁场 10^9-10^{10}G ^[23,24]。这样, msPSR 和第二类 biPSR 的始祖归于 LMXB, 第一类 biPSR 的前身对应于大质量 X 射线双星 (HMXB)。

现在的问题是, 反加速中子星的偏低磁场是固有的, 还是由强磁场衰减的? 如果低磁场源于衰减, 那么是自发衰减呢还是吸积导致的衰减? 已进行的观测和统计分析似乎能够回答上述提问。

Taam 和 van den Heuvel^[25] 估计了 X 射线源、biPSR 和 msPSR 在双星系统中吸积质量 ΔM , 然后作了 $B-\Delta M$ 图。结果发现, B 与 ΔM 之间存在反关联, 即吸积质量越大则磁场越低。Shibasaki^[26] 及其合作者根据 Taam 和 van den Heuvel 的工作, 给出一个磁场吸积质量关系的经验公式

$$B = \frac{B_0}{1 + \frac{\Delta M}{m_B}} = \frac{B_0}{1 + \frac{\dot{M}t}{m_B}} \quad (15)$$

其中 \dot{M} 是吸积率, m_B 是质量常数, 当 $m_B = 10^{-4}M_{\odot}$ 时, 方程 (15) 很好地拟合 $B-\Delta M$ 观测曲线。

为了找到吸积场衰减的物理机制,最近,张承民,吴鑫基和杨国琛提出 X 射线中子星壳屏蔽模型^[27],由此模型出发可以推出 Shibasaki 等人的吸积场衰减经验公式,并获得场—周期关系的解析公式,与 $B-P$ 图中的观测数据符合得很好。

近来,一些学者试图建立中子星磁场演化的统一模型^[28]。Romani 考虑到吸积加热中子星表面,这将导致壳层电导下降,从而加快欧姆耗散;进一步,压缩的吸积物质使壳层收缩,这将引起磁矩大幅度下降^[29]。这种机制可以预言场衰减与吸积物质关联。但观测上发现一个反例,Verbunt^[30]等人估计 4U1626-67 X 射线双星吸积大约 $0.1M_{\odot}$ 物质,而磁场仍保持 10^{12} G。

5 中子星第二类磁场

上节中,我们可以断言,中子星的磁场确实衰减,中子星磁场的强烈衰减是与双星吸积历史有关,并且与吸积质量的多少相关联。可是吸积质量 $\Delta M = Mt$,吸积质量多也表示年龄大^[25]。所以现在的问题是,中子星磁场是自发衰减的,还是吸积过程本身引起的衰减?

目前已进行的观测和统计分析,有可能明确这一问题。Kulkarni^[19]研究了双星 PSR 0655+64,发现其伴星是表面温度很低 (8 000K) 的白矮星。按降温理论,冷却到如此温度需要大约 2×10^9 yr。所以,PSR0655+64 应是老年脉冲星,而磁场依然保持 10^{10} G。另外, van den Heuvel, van Paradijs 和 Taam 根据估计得到的银河系内 PSR 总数和 msPSR 生成率^[20],推算应测到的 msPSR 数目。结果发现,msPSR 的寿命大约应超过 10^8 yr,可达到 10^{10} yr。这似乎说明,质量转换阶段以后,中子星磁场没有衰减或衰减极慢^[31]。

磁场不自发衰减的佐证还可能在 γ 暴源找到。普遍认为, γ 暴源是老年中子星,其磁场仍高达 10^{12} G(评述工作见陆垓^[32])。不过 γ 暴中子星也可能存在低磁区(见韦大明和陆垓等人的工作^[33])。

磁场不衰减可以解释为存在第二类磁场。从可能的物理机制考虑,第一类磁场可能是壳层磁场,欧姆耗散使其衰减(Sang 和 Chamugam 的结论好象还不能支持这一想法);第二类磁场可能是内部磁场,超流性^[5]或类铁磁性^[34,35]使之不衰减或缓慢衰减。

如果存在第二类磁场,为什么会有 10^8 G 至 10^{12} G 如此大的弥散?可能存在的第二类磁场与吸积质量的定量关系怎样得到合理的解释呢?

6 结 论

到目前为止,根据国际上所完成的观测和统计以及理论分析,关于中子星磁场演化,我们似乎得到下列印象^[7]:

- (1) 还没有十分肯定的观测事实支持正常射电脉冲星磁场衰减结论。
- (2) 中子星磁场的强烈衰减与双星系统的吸积历史有关,而且与吸积质量间存在定

量关系。

(3) 正常射电脉冲星的磁倾角可能衰减, 但磁矩与磁倾角似乎无关。

随着观测技术的进步和统计工作的不断完善, 新的发现和结论还会出现。因此, 上述印象不可避免地会被改变。

关于中子星磁场的起源与演化, 提出了很多理论, 这些理论的验证有待于其预言与观测的比较。

总之, 中子星磁场问题仍然是悬而未决的问题, 它将成为 90 年代国际天体物理学领域的热点。

致谢 我们感谢陆 垓教授在河北工学院讲学期间就很多问题的讨论和教诲, 作者(张承民)感谢吴鑫基副教授的有益建议和指导。

参 考 文 献

- [1] Shapiro S L, Teukolsky S A. Black holes, white dwarfs and neutron stars. New York: John Wiley and Sons, 1983. 267
- [2] Backer D C. Ap. J., 1976, 209: 895
- [3] Ostriker J P, Gunn J E. Ap. J., 1969, 157: 1395
- [4] 曲敏岳, 汪珍如, 陆 垓等. 科学通报, 1976, 21: 176
- [5] Gunn J E, Ostricker J P. Ap. J., 1970, 160: 979
- [6] Lyne A G, Manchester R N, Taylor J H. M.N.R.A.S., 1985, 213: 613
- [7] Bhattacharya D, van den Heuvel E P. J. Phys. Rep., 1991, 203: 1
- [8] Bhattacharya D. In: Gil J A et al. eds. Magnetspheric structure and emission mechanisms of radio pulsars, Proc. of IAU colloq. No.128, lagow, Zielona Gora, Poland, 1990, Zielona Gora, Poland: Univ. of Zielona Gera Press, 1991
- [9] Sang Y, Chamugam G. Ap. J., 1987, 323: L61
- [10] Candy B N, Blair D G. Ap. J., 1986, 307: 535
- [11] Kundt W. J. Astron. Astrophys., 1981, 98: 207
- [12] Lyne A G, Manchester R N. M.N.R.A.S., 1988, 234: 477
- [13] Rankin J M. Ap. J., 1990, 352: 247
- [14] Kuzmin A D, Wu, X J. Astrophys. Space Sci., 1992, 190: 209
Xu W, Wu X J. Ap. J., 1991, 380: 550
- [15] Proszynski M. Astron. Astrophys., 1979, 79: 8
- [16] Zhang C M, Yang G C, Chen F P et al. Gen. Rel. Grav., 1992, 24: 359
- [17] Zhang C M, Yang G C, Wu X J et al. In: Sato H, Nakamura T eds. Proc. of MG6, Kyoto, 1991, Singapore: World Sci., 1992: 890
- [18] Radhakrishnan V. Contemp. Phys., 1982, 23: 207
- [19] Kulkarni S R. Ap. J., 1986, 306: 185
- [20] van den Heuvel E P J, van Paradijs J A, Taam R E. Nature, 1986, 322: 153
- [21] Ghosh P, Lamb F K. Ap. J., 1979, 234: 296
- [22] 陆 垓. 科学, 1987, 39: 261
- [23] Alpar M A, Shaham J. Nature, 1985, 316: 239

- [24] Lamb F K, Shibazaki N, Alpar M A *et al.* *Nature*, 1985, 317: 681
- [25] Taam R E, van den Heuvel E P J. *Ap. J.*, 1986, 305: 235
- [26] Shibazaki N, Murakami T, Shaham J *et al.* *Nature*, 1989, 342: 656
- [27] Zhang C M, Wu X J, Yang G C. *Astron. Astrophys.*, 1994, 283:889
- [28] Blondin J M, Freese K. *Nature*, 1986, 323: 786
- [29] Romani R W. *Nature*, 1990, 347: 741
- [30] Verbunt F, Wijers R A M, Burm H. *Astron. Astrophys.*, 1990, 234: 195
- [31] Bailes M. *Ap. J.*, 1989, 342: 917
- [32] 陆 垓. *天文学进展*, 1988, 6: 265
- [33] 韦大明, 陆 垓, 倪陈平等. *天体物理学报*, 1993, 13: 108
- [34] Yang G C, Luo L F. *Phys. Lett.*, 1983, 102B: 201
- [35] Luo L F, Yang G C, Lu T. *Astron. Astrophys.* 1993, 275: 192

(责任编辑 刘金铭)

Evolution of The Magnetic Field of Neutron Star

Zhang Chengmin^{1,2} Yang Guochen¹ Liu Mingcheng³

(1. *Department of Physics, Hebei Institute of Technology, Tianjing 300130*

2. *Institute of Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*

3. *Department of Physics, Hebei Normal College, Shijiazhuang 050091*)

Abstract

The origin and evolution of the magnetic field of neutron star has not yet been solved satisfactorily. In this paper, the recent observation, statistical analysis and theoretical explanation of the magnetic field are systematically introduced. The observational conclusion of the magnetic field of neutron star is summarized.