

文章编号: 1007-4627(2024)03-0900-10

强磁化中子星磁场演化与自转演化的研究

李永宏¹, 李志兵^{2,†}, 高志福³, 王辉¹

(1. 运城学院山西省智能光电传感应用技术创新中心, 山西 运城 044000;

2. 湖南科技学院理学院, 湖南 永州 425199;

3. 中国科学院新疆天文台, 乌鲁木齐 830011)

摘要: 磁星是一类年轻且高度磁化的中子星, 可大致分为软 γ 射线重复爆发源(SGRs)和反常X射线脉冲星(AXPs)。它们的主要能量来源于其内部的超强磁场。观测显示, 磁星通常表现为光度变化剧烈的X射线源, 有时也表现为射电和/或光学脉冲星。对磁星的观测与理论研究是当前脉冲星研究领域的一个重要热点。脉冲星的制动指数是与其自转演化密切相关的重要物理量。本文分为两部分进行讨论。第一部分综述了我们关于强磁化脉冲星内部环向磁场演化的研究, 并将理论模型应用于反常X射线脉冲星1E 2259+586。研究发现, 环向磁场是磁星暂变、磁层扭曲和高能辐射等活动的主要驱动因素。第二部分概述了脉冲星制动指数研究的最新进展, 推导出了在真空磁偶极模型下不依赖于对脉冲星自转周期二阶导数的制动指数表达式, 并将其应用于5颗已知制动指数的脉冲星以验证模型。提出的表达式考虑了磁场强度和磁倾角的变化, 并包含能量损失机制的信息。这个新的表达式不仅适用于对于年轻、无周期跃变且时间噪声较小的脉冲星, 也适用于有小幅度周期跃变且时间噪声较低的中年脉冲星, 这是本文的主要亮点。最后部分对本文进行了总结, 并展望了脉冲星磁场和自转演化的未来研究。我们期待, 通过更深入的X射线观测, 结合未来对磁星活动的进一步研究, 包括同步的X射线/光学监测, 不仅可以验证我们现有的研究结果, 还能揭示磁星更为丰富和复杂的特性。

关键词: 强磁化中子星; 磁星; 自转演化; 制动指数; 环向磁场

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A

DOI: 10.11804/NuclPhysRev.41.QCS2023.20 **CSTR:** 32260.14.NuclPhysRev.41.QCS2023.20

0 引言

磁星是一类年轻的($t < 10^4$ a)、高度磁化的中子星, 大致可以分为软 γ 射线重复爆(SGRs)和反常X射线脉冲星(AXPs), 其主要能量来源是由超强磁场($B \sim 10^{14} \sim 10^{15}$ G)衰减直接提供的(为方便天文计算, 本文统一采用高斯单位制G)。对磁星的观测与理论研究是当前脉冲星领域一个重要的热点^[1]。磁星是目前宇宙中磁场最强的天体, 是在强磁场、强引力极限下探索理论物理(从量子电动力学到广义相对论)的独特实验室。磁星表现出一系列的X射线活动性, 如短暴、长暴、耀斑和准周期振荡, 通常伴随着一系列到达时间行为, 如周期跃变和反周期跃变等, 这些活动性被认为是内部超强磁场衰减引起的, 同时影响到磁星的自转演化。观测表明,

处于宁静状态下的磁星有软X射线辐射, 软X射线光度 L_x (0.5~10 keV) 的典型值约为 $10^{34} \sim 10^{36}$ erg·s⁻¹。Wang等^[2](2019)在广义相对论的框架下推导了环向磁场欧姆衰减的本征值方程。Gao等^[3](2019)计算了22颗磁星的磁能衰减率和软X射线光度。Kaspi & Beloborodov^[4] (2017)对磁星一系列的爆发活动进行研究, 认为这些活动可能来自于温度高于 10^8 K的壳层热-塑性流波加热。

磁星的磁场起源仍然是一个有争议的热点问题。一种理论认为: 在对流驱动的磁流体发电机作用下, 原始中子星内部磁场可以进一步放大到 10^{17} G。这种发电机效应预计只会在大质量前生星超新星爆发后的前10 s内发生, 其前提是原始中子星诞生时的转动周期足够小(约1~2 ms)。由此产生的放大磁场具有极强的多极结构

收稿日期: 2024-03-05; 修改日期: 2024-06-10

基金项目: 山西省高等学校科技创新项目(2021L483); 新疆维吾尔自治区自然科学基金资助项目(2022D01A155)

作者简介: 李永宏(1981-), 男, 山西大同人, 副教授, 博士, 从事原子核与粒子物理、状态方程以及物理教学的研究;

E-mail: liyonghong02721227@163.com

† 通信作者: 李志兵, E-mail: lizhibinglizhibing@163.com

和环向分量。另一种理论是基于磁通量守恒的假设,即中子星的原始磁场来源于化石磁场,原始中子星(例如,一个半径是3倍太阳半径的恒星、其偶极磁场强度约为 $B \sim 10^4$ G)在引力坍缩期间,由于磁通量守恒,一个磁场高达 10^{15} G的中子星于是诞生了,这足以解释所有已知的磁星^[5-8]。磁星的发现为在相对较短的时标上研究磁场演化提供了新的机会。普遍认为,中子星是由核坍塌的超新星爆发产生的,刚刚诞生的原始星的温度可以高到 $T \sim 10^{11}$ K,然后逐渐冷却下来。当初始磁场具有磁星强度时,快速的霍尔漂移导致初始快速消散阶段持续约 10^4 a,其中,稳定的磁场位型可持续 10^6 a。霍尔漂移效应大小主要取决于中子星磁场初始场强、初始位型和冷却率。在霍尔漂移阶段,环向磁场发生强烈的重组和衰减,在这一阶段之后,磁场长期演化选择了一种以磁四极/磁八极为主的位型,这种位型集中在中子星壳层以内,靠近极冠区的地方趋于更强。

观测表明,部分磁星处于宁静状态时具有软X射线辐射,其表面热温度约为 $T \sim (2 \sim 6) \times 10^6$ K,这个温度值远高于同等年龄依靠旋转供能脉冲星的表面热温度^[3, 7-8]。Kaspi & Beloborodov (2017)^[4]研究了磁星欧姆衰减与软X射线光度之间的关系,他们提出:如果满足两个苛刻条件,磁场欧姆衰减可以提供所需的热量。一方面,欧姆衰减时标足够短,相当于磁星 $t \sim (1 \sim 10)$ kyrs的年龄范围,这需要星体表面 $l = 3 \times 10^4$ cm处存在小规模的磁场变化。另一方面,该密度区磁场变化一定很强,数量级为 $\delta B \sim 10^{16}$ G。Beloborodov等^[9](2016)对磁星软X射线辐射进行研究,提出了4种关于磁星表面热辐射的候选机制^[9]: 1) 由磁场双极扩散加热提供核心热流。如果磁星的核心磁场超过 10^{16} G,并且,它的热覆盖层是轻元素组成,这种机制是可行的; 2) 中子星固态壳层中发生双极扩散,并导致持续的软X射线光度 $L_x \sim 10^{35}$ erg·s⁻¹; 3) 壳层中磁场发生欧姆衰减。这一机理只有在距离表面100 m的深度处,并且磁场强度 $B > 10^{16}$ G时,才能产生观测到的软X射线光度; 4) 在磁层中被加速的高能粒子对星体表面的轰击。这种机制在磁星表面产生热斑。然而,由于壳层内存在较大的简并压强,磁星壳层中很少发生破裂。磁星热辐射问题值得进一步的研究。

由于电磁辐射、粒子风、强烈的中微子辐射或引力波辐射,脉冲星的自转会减慢。脉冲星长期自转减慢遵循幂律形式:

$$\dot{\Omega} = -K\Omega^n, \quad (1)$$

其中: Ω 是旋转角速度; $\dot{\Omega}$ 是 Ω 的一阶时间导数; K

是一个参数; n 是制动指数,这是一个与脉冲星的自转演化相关的重要物理量,其定义式为

$$n = \frac{\nu \ddot{\nu}}{\dot{\nu}^2} = 2 - \frac{P \ddot{P}}{\dot{P}^2}, \quad (2)$$

其中: $\nu = \Omega/2\pi$ 是自转频率; $P = 1/\nu$ 是自转周期; $\ddot{\nu}$ 和 $\ddot{P}$ 分别是 ν 和 P 的二阶时间导数。磁星由于缺乏持续的辐射和极强的时间噪声,人们很难直接地测量它们的制动指数。Gao等^[10]利用磁星真实年龄和超新星遗迹(SNRs)的年龄相等关系,估算出8颗具有SNRs的磁星制动指数的平均值。研究发现: 5颗磁星的制动指数 $n < 3$, 另外3颗磁星 $n > 3$, 并且预言了普通射电脉冲星和X/γ射线脉冲星可能存在高值的制动指数。在上述文章发表不久, Archibald等^[11]使用NuSTAR X射线观测台望远镜首次发现了第一颗高制动指数X/γ射线脉冲星PSR J1640-4631。磁星具有高值的制动指数在观测上得到来自其他高能天体研究的支持。

伽马射线暴的中心引擎被认为是自转周期为毫秒级的原始磁星^[12]。Sasmaz等^[13]采用仿射不变马尔可夫链-蒙特卡罗方法,对8颗与磁星成协的长伽马射线暴的余晖光变曲线进行拟合,对原始磁星的磁倾角、磁偶极矩和旋转周期的初始值进行限制。他们发现: 由于磁偶极矩下降或磁倾角减小,在余晖阶段磁星的制动指数不断地变化,且总是大于3。磁星高制动指数可能源于引力波辐射和磁偶极辐射共同作用。中子星在强磁场作用下会发生形变,产生的质量四极矩辐射引力波。高值的 n 也可能源于磁倾角的变小。另一种机制认为: 由于磁星正在经历偶极磁场衰减,但是磁偶极辐射仍占主导^[14]。磁星的自转周期导数逐渐变小已经被观测所证实,产生的原因可能是偶极磁场衰减或者磁倾角增加。不少作者认为,直接的原因是相对论粒子流的衰减^[15],而导致粒子流衰减最大的可能性是磁星内部磁场衰减。所有磁星都在不同程度上发生磁场衰减现象,如果磁星恰好处于星风(由极冠区向外喷射相对论的粒子流)的活跃期,尽管星体内部发生磁偶极辐射,但粒子星风制动主导星体自转减慢,则 $n > 3$ 。

本文的其余部分安排如下: 第1章回顾了磁星环向磁场欧姆衰减及相关工作; 第2章回顾了强磁化脉冲星的自转演化方面的研究,并着重介绍了我们目前正在进行的工作; 第3章对本文进行总结和展望。

1 环向磁场欧姆衰减

1.1 强磁场对传输系数和磁化参数的影响

在强磁化的中子星内部,温度与磁场的演化是密切

相关的。一方面,磁场的湮灭率取决于局部电导率的值,而后者是一个与温度有关的物理量。另一方面,决定温度变化的微观物理成分(热容量、热导率和中微子辐射率)由于强磁场的存在发生显著的改变^[16-18]。中子星的磁场可能是由电流维持的,电流的衰减提供焦耳热,从而提高星体内部及表面温度。此外,强磁场还影响着星体内部的热传输,在中子星核心,热量主要由电子、介子、中子和质子携带。在壳层中,主要的热载体则是电子(来自壳层内部的中子和声子的贡献就不那么重要了)^[19]。由于量子效应,电子主要沿磁力线(磁场)方向运动,因此,在强磁化中子星壳层内部的热量主要沿磁力线方向传输。电导率和热导率都是随着温度的变化而变化的函数,在最初的几百万年中,新生中子星内部温度从 $T = 10^9$ K 冷却到 $T = 10^8$ K,壳层电导率 σ 增加了约 2~3 个数量级。为了便于计算, Wang 等^[2]给出了磁星壳层合理的参数范围:在壳层低密度区域 $\rho \sim (4.66 \times 10^{11} \sim 1.0 \times 10^{13}) \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$,对电导率的贡献主要来自于电子-声子散射,选取不纯净度参数值 $Q \sim 0.1$;对于高密度区域, $\rho \sim (1.0 \sim 5.0) \times 10^{13} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$,对电导率的贡献主要来自于电子-杂质散射,选取 $Q \sim 1$ 。同时,选取两个典型的壳层温度 $T = 2.0 \times 10^8$ K 和 $T = 6.0 \times 10^7$ K,并得到内壳层电导率的限制范围:1) 对应于壳层温度 $T = 6.0 \times 10^7$ K,电导率 $\sigma = (8.65 \times 10^{23} \sim 8.75 \times 10^{24}) \text{ s}^{-1}$;2) 对应于 $T = 2.0 \times 10^8$ K,电导率 $\sigma = (1.09 \times 10^{23} \sim 2.52 \times 10^{24}) \text{ s}^{-1}$ 。

Wang 等^[20]采用 Hartree-Fock-Bogoliubov 方法及一个统一的中子星物态方程^[21],并选择不同的偶极磁场、温度及不纯净度参数,在此基础上计算了电导率,给出了磁化参数 ($\omega_B \tau$) 的普遍表达式:

$$\omega_B \tau = \frac{\tau_{\text{Ohm}}}{\tau_{\text{Hall}}} \simeq \frac{(1-50)B_0}{10^{13} \text{ G}}, \quad (3)$$

其中: τ_{Ohm} 表示磁场发生欧姆衰减的时标; τ_{Hall} 表示磁场发生霍尔漂移的时标; ω_B 表示电子的回旋频率; τ 表示电子的弛豫时间; B_0 表示初始偶极磁场强度。研究发现,当 $B < 10^{15} \text{ G}$ 时,电导率随磁场强度的增强略有增加,由于量子效应,壳层物质在低密度区域随磁场强度的影响较小,而在高密度区域几乎不变^[20]。

中子星核内的热能必须通过壳层向外传输,在传输过程中一部分热能被星体吸收,未被吸收的热能到达星体表面后以光子形式辐射出去,若不考虑星体的转动和磁场效应,这种热量传输在中子星壳层中是稳定的和球对称的^[22]。然而,磁星内部磁场演化与热演化是密不可分的,超强磁场不仅影响热传导速率,还会导致热流

的各向异性。由于电子在垂直于磁场方向上的运动被限制,只能做拉莫尔回旋运动,这会导致朗道能级的产生。在超强磁场下热导率张量可以表示成下列形式

$$\kappa = \kappa_e + \kappa_n + \kappa_p + \kappa_{\text{ph}}, \quad (4)$$

其中: κ_e , κ_n , κ_p 和 κ_{ph} 分别代表电子、中子、质子和声子的热导率分量,但是对热导率主要的贡献来自于沿磁场线方向运动的电子^[16, 23]。根据有效质量为 m^* 、数密度为 n 的热载体的有效碰撞率 ν 与速度有关的基本理论,热导率的有效值 κ 可以由下列表达式来估算

$$\kappa = \frac{\alpha n T}{m^* \nu}, \quad (5)$$

其中: α 是数值系数。对于非简并气体, $\alpha = 3/2$,对于强简并粒子, $\alpha = \pi^2/3$ 。经典的回旋运动需要较低的磁场。在强磁场 ($\omega_B \tau \geq 1$) 情况下,量子效应变得明显。沿磁场线方向的热导率分量 $\kappa_{\parallel}$ 保持与弱磁场近似下的值 κ_0 相同,而在与磁场相垂直方向上的电子热导率为^[24]

$$\kappa_{\perp} = \frac{\kappa_0}{1 + (\omega_B \tau)^2}. \quad (6)$$

热导率与磁场强度 B_0 的关系如图 1 所示。图 1 中的红色、蓝色和黑色的实线分别对应于 $\omega_B \tau = 2B_0/(10^{13} \text{ G})$, $10B_0/(10^{13} \text{ G})$ 和 $30B_0/(10^{13} \text{ G})$ 。红色虚线表示沿磁场线方向的热导率 $\kappa_{\parallel} = \kappa_0$ 。当磁化参数为定值时, $\kappa_{\perp}$ 随着 B_0 的增大而减小;当 B_0 为定值时,随磁化参数的增大而减小,但在 $\omega_B \tau > 1$ 时, $\kappa_{\parallel}$ 的近似值基本保持不变^[24]。

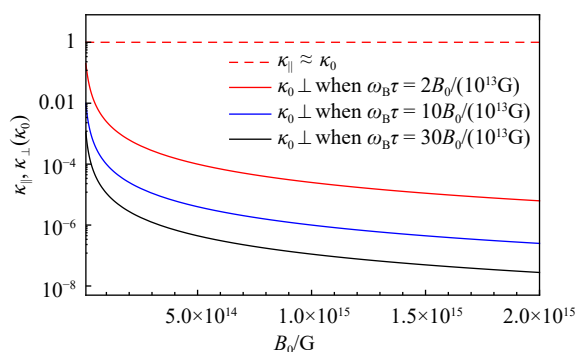


图 1 (在线彩图) 热导率与磁场强度 B_0 的关系^[24]

1.2 壳层磁场欧姆衰减

磁星内部可能同时存在极向磁场和环向磁场。环向成分的磁场是磁星暂变、磁层扭曲的主要来源,也可能导致壳层形状发生改变^[25]。磁星和强磁化中子星之间的主要区别可能是壳层中环向磁场的强度。由于磁场强度较弱,强磁化的中子星则没有类似磁星的行为。随着 NICER 望远镜对再生脉冲星观测的深入^[26-27],人们越来越清楚中子星的磁场结构是复杂的,壳层中超强的

环向磁场不仅是磁层行为的重要组成部分，而且是源自壳层的热辐射的重要组成部分。除了通过欧姆衰减提供热量外，它还负责热斑的形成。磁星的X射线辐射随中子星的旋转周期而调制，典型的脉冲相位占比 (pulse fraction) 在 10%~58% 之间，这意味着：尽管壳层具有高导热性，但表面温度的分布明显地不均匀。研究发现：超强环向磁场的存在解释了观测到的表面温度的不对称性，并且是宁静状态状态下热X射线发射辐射调制的主要原因。因此，探索中子星磁场演化和形成的过程是极其重要的。

为了计算强磁化的中子星壳层的电导率，Wang等^[20]对公开的代码 (<http://www.ioffe.ru/astro/conduct>) 进行改进。他们利用中子星核物质状态方程^[28]，并选择一种力自由的场位型：

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{B}, \quad \mathbf{B} \cdot \nabla \mu = 0, \quad (7)$$

其中： μ 是一个与磁场曲率相关的参数，它取决于状态方程。对于一个轴对称的偶极磁场 $\mathbf{B}$ ，Wang等^[20]将其分解为极向部分和环向部分，即 $\mathbf{B}_p = B_r \mathbf{e}_r + B_\theta \mathbf{e}_\theta$ 和 $\mathbf{B}_t = B_\varphi \mathbf{e}_\varphi$ ，其中： $\mathbf{e}_r$ ， $\mathbf{e}_\theta$ 和 $\mathbf{e}_\varphi$ 分别表示 r -方向， θ -方向和 φ -方向的单位矢量。 B_φ 和 B_r 之间有一个简单的线性关系， $|B_\varphi|/|B_r| = \mu x R_*/2$ ， $R_* = R/\text{km}$ 是无量纲的中子星半径。因此，我们得到

$$B_\varphi = \frac{1}{2} \mu x R B \sum_n A_n \frac{j_1(n\pi x)}{x R^2} e^{\frac{-c^2 \lambda_n t}{4\pi\sigma R^2}} \sin \theta, \quad (8)$$

其中： $x = r/R$ ， $j_1(\zeta) = (\sin \zeta - \zeta \cos \zeta)/\zeta^2$ 是一阶球形贝塞尔函数； A_n 是展开系数， $A_n = \int_0^1 x j_1(n\pi x) x^2 dx / (\int_0^1 j_1^2(n\pi x) x^2 dx)$ ； λ_n 是由相应的边界正则条件决定^[2]。于是，极向部分的磁场 B_p 衰减率表示为

$$\frac{dB_p}{dt} = \frac{dB_r}{dt} = B \frac{-c^2 \lambda_n}{4\pi\sigma R} \sum_n A_n \frac{j_1(n\pi x)}{x^2 R^2} e^{\frac{-c^2 \lambda_n t}{4\pi\sigma R^2}} \cos \theta, \quad (9)$$

环向部分磁场 B_t 的衰减率表示为

$$\frac{dB_t}{dt} = \frac{dB_\varphi}{dt} = -B \frac{\mu x c^2 \lambda_n}{8\pi\sigma R} \sum_n A_n \frac{j_1(n\pi x)}{x^2 R^2} e^{\frac{-c^2 \lambda_n t}{4\pi\sigma R^2}} \sin \theta. \quad (10)$$

基于上述表达式，我们给出磁场能衰减率的计算式：

$$L_{p/t} = \frac{-1}{4\pi} \int_V B_{p/t} \frac{dB_{p/t}}{dt} dV, \quad (11)$$

其中： $dV = 4\pi r^2 dr$ ， $R_{\text{crust}} \sim 0.98 \text{ km}$ 。这里使用了 TMA 模型^[29-30]，并选择了一个典型质量为 $M = 1.45 M_\odot$ 的磁星，对应于 $R = 11.77 \text{ km}$ 和 $\mu = 1.676$ ，总的磁能衰减率主要由环向分量所主导， $L_B = L_p + L_t \approx L_t$ 。我们的模型只描述了中子星壳层中的磁场演化。需要进一步的工作来更好地了解中子星核心处的磁场演化，其中，双

极扩散可能起着重要作用，特别是在非常年轻的中子星中。核心处的磁场演化对处于宁静状态下的磁星是否有重要意义尚不清楚。

1.2.1 应用于磁星 1E 2259+586

CTB 109 是由 Einstein 卫星发现的壳状超新星遗迹，距离地球 $d = 3.2 \text{ kpc}$ 。基于 Chandra 的数据，Sasaki 等^[31]根据 X 射线光谱的双组分模型估计超新星遗迹的年龄为 10~20 kyrs。与超新星遗迹 CTB 109 成协的反常 X 射线脉冲星 1E 2259+586 是一颗年轻的磁星，由于最近观测到的“反常周期跃变”(anti-glitch)^[32]，即突然的自转减慢，使其成为研究的一个热点。1E 2259+586 的自转周期 $P = 7 \text{ s}$ ，自转周期的一阶导数为 $\dot{P} = 4.8 \times 10^{-13} \text{ s} \cdot \text{s}^{-1}$ ，表面偶极磁场 $B_p = 1.2 \times 10^{14} \text{ G}$ ，特征年龄 $\tau_c = P/(2\dot{P}) \sim 230 \text{ kyrs}$ ，自转能损率 $L_{\text{rot}} = -4\pi^2 I \dot{P}^{-3} = 6 \times 10^{31} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ， I 为星体转动惯量： $I = 1.33 \times 10^{45} \text{ g} \cdot \text{cm}^2$ 。观测到的磁星软 X-射线光度 L_x^∞ 由下式决定

$$L_x^\infty = 4\pi d^2 (F_x^\infty)^4, \quad (12)$$

其中： d 为源距离； F_x^∞ 为观测到的软 X 射线流量密度，其值为 $F_x^\infty = 1.7 \times 10^{-11} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ，相应的软 X 射线光度 $L_x^\infty = 4\pi d^2 F_x^\infty = 4\pi R^2 \sigma_{\text{SB}} T^4 = 10^{34} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ，这里 σ_{SB} 是斯忒藩-玻尔兹曼常数，可见该源软 X 射线亮度高于其自转能损率。1E 2259+586 的表面温度 T 约为 0.37 keV，远高于旋转供能脉冲星的表面温度。磁星软 X 射线能量转换系数定义为

$$\eta = L_x^s / (L_B) = F_x^\infty / ((1 - r_g/R) L_B), \quad (13)$$

其中： L_x^s 是未经过引力红移的星体表面软 X 射线光度。假设软 X 射线辐射是各向同性的，取 $R = R_*$ ，可以通过 $T_s^\infty = T_s(1 - r_g/R)^{1/2}$ 和 $\eta L_B = 4\pi R^2 \sigma_s T_s^4$ 对磁星表面温度进行理论上的计算。计算结果如下：1) 当 $\sigma = 2.25 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ 时，磁场能湮灭率为 $L_B = 2.26(3) \times 10^{32} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ，X 射线能量转换系数 $\eta \sim 0.22(6)$ ；2) 当 $\sigma = 8.75 \times 10^{24} \text{ s}^{-1}$ 时，磁场能湮灭率为 $L_B = 5.35(3) \times 10^{35} \text{ erg} \cdot \text{s}^{-1}$ ，能量转换系数 $\eta \sim 0.47(8)$ 。我们得到 1E 2259+586 表面温度为 $T_s^\infty = (\eta L_B / (4\pi R^2 \sigma_s))^{1/4} (1 - r_g/R)^{1/2} = (3.8 \sim 4.2) \times 10^6 \text{ K}$ 。

为了比较 1E 2259+586 与其他致密星体 X 射线能量转换的效率，我们在各向同性加热模型中选取样本，作出两种光度 $L_x - L_{\text{rot}}$ 的关系图，如图 2 所示。我们发现，对于满足 $L_x > L_{\text{rot}}$ 的正则磁星，壳层环向磁场的欧姆衰减可以提供它们观测到的持续的软 X 射线辐射，并维持高的热温度。图 2 显示了各向同性加热模型中部分致密天体的 L_x 和 L_{rot} 之间的关系。实线是根据早期模型给出的关系 $L_x = 10^{-3} L_{\text{rot}}$ 得到的拟合曲线^[33]，虚线是根据下

列最佳拟合模型得到的拟合曲线:

$$L_x = 10^{31.69} (L_{\text{rot}}/L_0)^{c_1}, \quad (14)$$

其中: $c_1 = 1.03 \pm 0.27$; $L_0 = 10^{35.38}$, L_0 和 L_{rot} 的单位都是 $\text{erg} \cdot \text{s}^{-1}$ [34]。从图 2 中可以看出, 我们预测的 1E 2259+586 的 X 射线能量转换系数远高于各向同性的 X 射线辐射模型下拟合的两条曲线, 说明磁星具有与普通的旋转供能脉冲星不同的辐射机制。最近, 高能 X 射线卫星数据还证实另外 3 颗高磁场脉冲星 PSR J1846-0258、PSR J1734-3333 和 PSR J1119-6127 发生了 X 射线爆发 (类似于磁星外暴)。这些爆发可能也是由壳层环向磁场的衰减引起的。在脉冲星磁场演化的早期, 内部多极磁场会通过壳层磁场的并合而形成偶极极向磁场, 从而导致脉冲星具有较低的制动指数 ($n < 3$) 和高值的软 X 射线光度。我们预测的 X 射线能量转换系数远高于假设所选物体的 X 射线各向同性发射得到的两条拟合曲线, 因此, 1E 2259+586 的高光度的表面热发射可以归因于壳层磁场的欧姆衰减 [2, 20]。

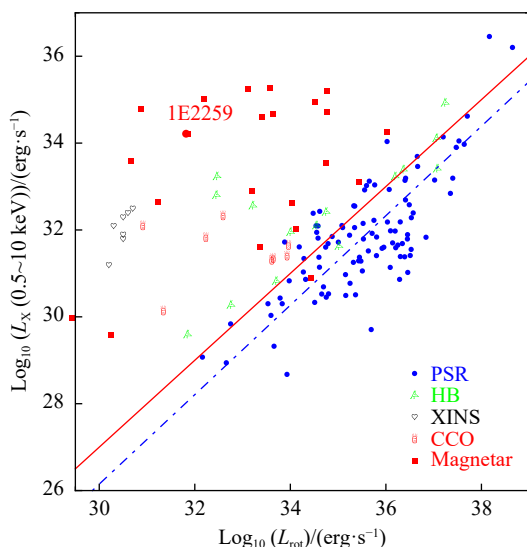


图 2 (在线彩图) 各向同性加热模型中所选样本的 L_x 和 L_{rot} 关系
最大的红色点代表 1E 2259+586 [24]。

另外, PSR J1640-4631 是 NuSTAR 天文台在银道面矩尺星座区观测中发现的一颗旋转供能的 X 射线源, 距离地球为 12.0 kpc [35-36], 其转动能量损失率远高于软 X 射线光度。同时, 它也是第一颗观测到的高制动指数脉冲星, 引起天文界学者的广泛兴趣 [11]。Gao 等结合了磁偶极辐射和磁场衰减模型, 引入了平均旋转能量转换系数, 即在脉冲星整个生命周期中总高能光子能量与总旋转能量损失的比值, 估算了脉冲星 PSR J1640-4631 的初始自旋周期, 对其高制动指数进行了解释 [14]。中

子星壳层磁场演化可能会导致热-塑性流波不稳定性, 从而引发了类似于爆燃波的热塑性波 (TPW)。Wang 等认为, 观测上探测到的 PSR J1640-4631 的软 X 射线可能来自于极冠区环向磁场衰减导致的热-塑性流波加热, 利用热-塑性流波加热模型估算了 PSR J1640-4631 的极冠区温度 $T_p = (1.8 - 2.4) \times 10^6$ K, 对应软 X 射线流量密度 $F_x = (1.6 - 2.9) \times 10^{-13} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, 与观测到的星体表面软 X 射线流量密度非常接近 [36]。未来我们将进一步研究强磁化中子星的磁场演化、热演化及自转减慢演化, 利用耦合的磁-热演化方程来模拟星体内部热演化过程。

2 脉冲星自转演化与制动指数

2.1 国内外研究现状

在脉冲星中普遍存在测时噪声。Hobbs 等 [37] 利用 Lovell 76 m 射电望远镜获得 366 颗脉冲星的观测数据, 通过分析这些脉冲星在过去 36 年的时间残差, 测量了它们的制动指数, 并给出它们的范围: $(10^5 \sim 10^3)$ 。遗憾的是, 对于大多数年龄 $t > 10^5$ a 的脉冲星来说, 观测到的自转频率是由计时残差和时序噪声所主导的, 自转减慢的研究仅限于测量其自转频率 ν 及其一阶导数 $\dot{\nu}$ 。对于年老的脉冲星, 自转频率的二阶导数 $\ddot{\nu}$ 的数值通常是很小的无法测量的物理量, 任何小的制动力矩变化都会导致 n 产生很大的变化 [14]; 而在许多年轻的脉冲星中, 长期自转减慢经常被不可预测的旋转速率变化所混淆, 以测时噪声或小规模的周期跃变的形式出现。测时噪声被视为自转速率缓慢的准随机变化或由磁层不稳定性引起的 [38-39]。最近, Abolmasov 等 [40] 讨论了中子星在不同演化阶段的自转加快/自转减慢的行为, 并对中子星自转特性及其原理进行了综述 [40]。

脉冲星倾斜角的变化会引起可观测的效应, 如脉冲宽度和制动指数的变化。Yan 等 [41] 利用 Hamil 等 [42] 提出的双磁偶极子模型, 将两颗磁星 SGR 0501+4516 和 1E 2259+586 的高值制动指数 ($n > 3$) 归因于它们的磁倾角的减小, 同样的结论也适用于脉冲星 PSR J1640-4631。最近, 我们利用中国科学院新疆天文台南山 25 m 射电望远镜获得的 12 颗脉冲星测时数据, 结合真空磁偶极辐射模型, 研究了它们的磁倾角变化率, 同时还选择了 3 颗具有代表性的高制动指数脉冲星 PSRs J0157+6212, J1743-3150 和 J1857+0526, 研究了它们的自转演化、磁倾角演化及其相关性 [43]。观测发现, 部分脉冲星存在小幅度的周期跃变, 通常还伴随着一些相关的暂变行为, 这可能起源于中子星内部 [44]。由于这些影

响, 目前仅有9颗脉冲星具有稳定可靠的制动指数(表1)。

如表1所列, 观测得到的脉冲星制动指数值都明显地偏离磁偶极辐射模型所预期的值 $n=3$, 这表明, 导致脉冲星自转减慢的物理过程不仅仅是简单的磁偶极电磁辐射。例如, 磁偶极辐射与粒子星风制动导致制动指数小于3, 磁偶极子辐射与引力波辐射组合导致制动指数较大: $3 < n < 5$, 详细的讨论可以参考我们最近的工作^[10, 14, 43]。另外, 还有两颗与超新星遗迹成协的脉冲星具有观测的制动指数: J1801-2451, $n=1.1(4)$ 和 J1803-2137, $n=1.9(5)$ ^[47], 由于观测值误差较大, 我们没有列入到表1之中。

表1 已知脉冲星观测得到的制动指数

脉冲星	n	参考文献
J0534+2200(Crab)	2.342(1)	Lyne <i>et al.</i> (2015) ^[45]
B0540-69	2.14(1)	Livingstone <i>et al.</i> (2007) ^[46]
J0835-4510(Vela)	1.7(2)	Espinoza <i>et al.</i> (2017) ^[47]
J1119-6127	2.684(2)	Weltevrede <i>et al.</i> (2011) ^[48]
J1513-5908	2.832(3)	Livingstone and Kaspi (2011) ^[49]
J1734-3333	0.9(2)	Espinoza <i>et al.</i> (2011) ^[50]
J1833-1034	1.8569(6)	Roy <i>et al.</i> (2012) ^[51]
J1846-0258	2.19(3), 2.65(1)	Archibald <i>et al.</i> (2015) ^[52]
J1640-4631	3.15(3)	Archibald <i>et al.</i> (2016) ^[11]

脉冲星周期和磁场的初始分布是多种现代天体物理模型的重要组成部分。Du等^[53]用分层贝叶斯方法解释了射电脉冲星测量中的测量不确定性和已知的选择效应, 发现自转中子星的初始周期分布不受制动指数不确定性的影响。Igoshev等^[54]认为, 中子星初始周期分布参数对制动指数的精确值不敏感, 正态分布不能很好地描述中子星的初始周期。

2.2 真空模型下新的制动指数表达式

如上所述, 由于存在频繁的周期跃变和时间噪声, 许多脉冲星的二阶及更高阶自转频率导数并不可靠, 因此, 它们的制动指数难以计算出来。只有少数年轻的、旋转较快的射电脉冲星具有稳定的一阶和二阶周期导数, 才有稳定可靠的制动指数测量值。为了方便计算更多没有自转频率二阶导数的脉冲星的制动指数, 1999年, Simon & David发表一篇题目为“Pulsar Braking Indices Revisited”的文章^[55], 他们假定脉冲星长期自转减慢遵循一个幂律的形式[本文中的方程(1)], 同时利用制动指数定义式[本文中的方程(2)], 推导出一个不含有脉冲星自转频率二阶导数的 n 表达式:

$$n = 1 + \frac{1}{T} \left(\frac{\nu_1}{\dot{\nu}_1} - \frac{\nu_2}{\dot{\nu}_2} \right), \quad (15)$$

其中: T 是两次测量的时间间隔, 角标 1, 2 分别表示第一次、第二次的观测值。上式对应文献^[54]中的方程(6), 这个表达式的主要优点在于: 不需要由脉冲相位获得脉冲星的自转周期(或自转频率)二阶导数的解, 只需要在短时间内对脉冲到达时间进行两次测量, 获得自转频率和自转频率一阶导数(或自转周期和自转周期一阶导数), 就能估算脉冲星的制动指数。为了验证表达式的准确程度, Simon & David利用上式对两颗已知制动指数的脉冲星的 n 值进行了“复制”, 给出了理论值 n_{th} : Crab 脉冲星的当时观测值 $n_{\text{obs}} = 2.509 \pm 0.001$, 理论值 $n_{\text{th}} = 2.516 \pm 0.003$; PSR B1509-58 (J1513-5908) 的当时观测值 $n_{\text{obs}} = 2.837 \pm 0.001$, 理论值 $n_{\text{th}} = 2.80 \pm 0.03$ 。上述表述式存在下列两个明显的缺陷: 1) 没有明确脉冲星的制动机制, 即自转减慢究竟是由何种辐射机制引起的; 2) 在公式推导过程中, K 被假定为不变的常数, 实际上, 脉冲星的磁场和磁倾角是变化的, 这已经被观测所证实。因此, 在文献^[55]的基础上对脉冲星制动指数表达式进行修正或理论创新尤为必要。

我们认为, 尽管脉冲星存在多种能量损失机制, 磁偶极辐射机制仍然占主导, 在长期演化过程中, 磁场和磁倾角也在不同程度上发生变化, 导致制动指数偏离纯磁偶极辐射(磁场、转动惯量和磁倾角均是定值)预期的理论值 $n=3$ 。对于年轻的没有周期跃变、时间噪声很小的脉冲星, 在真空磁偶极辐射下, 正经历着磁场和磁倾角的变化, 没有与脉冲相位联系的自转频率的二阶导数的解。在真空磁偶极辐射下, 我们得到两个力矩:

$$I\dot{\Omega} = -\frac{2}{3} \frac{M^2 \Omega^3}{c^3} \sin^2 \alpha, \quad (16)$$

$$I\dot{\alpha} = -\frac{2}{3} \frac{M^2 \Omega^2}{c^3} \sin \alpha \cos \alpha, \quad (17)$$

其中: M 是偶极磁矩; c 是光速; α 是脉冲星磁轴和自转轴之间的夹角(磁倾角); $\dot{\alpha}$ 是 α 随时间的变化率。方程(16)可以变形为

$$-1.5Ic^3 \frac{\dot{\Omega}}{\Omega^3} = M^2 \sin^2 \alpha. \quad (18)$$

一般认为, 脉冲星的转动惯量是不变的。那么, 在对脉冲星进行第一次测量(实际上是在一段时间内对脉冲星进行持续观测)后, 得到自转周期及自转周期的一阶导数, 方程(18)左边就为一个定值, 我们把第一次测量得到的定值记为 A_1 , 第二次测量得到的定值记为 A_2 。 A_1 和 A_2 分别表示为

$$A_1 = -1.5Ic^3 \frac{\dot{\Omega}_1}{\Omega_1^3} = M_1^2 \sin^2 \alpha_1, \quad (19)$$

$$A_2 = -1.5Ic^3 \frac{\dot{\Omega}_2}{\Omega_2^3} = M_2^2 \sin^2 \alpha_2, \quad (20)$$

变形上述两式得到:

$$\sqrt{A_1} = M_1 \sin \alpha_1, \quad (21)$$

$$\sqrt{A_2} = M_2 \sin \alpha_2. \quad (22)$$

在脉冲星没有发生周期跃变的情况下, 磁场和磁倾角的变化应该是一个连续函数。实际上, 在短时间内, 磁矩(磁场)和磁倾角的变化都是非常小的(已知 Crab 的磁倾角变化率是 $-0.56^\circ/100 \text{ a}$), 我们得到 $M_1 = M_2 - \Delta M$, $\alpha_1 = \alpha_2 - \Delta \alpha$, 那么 $\sin \alpha_1$ 可以化简为

$$\sin \alpha_1 = \sin(\alpha_2 - \Delta \alpha) = \sin \alpha_2 - \cos \alpha_2 \Delta \alpha, \quad (23)$$

把 $M_1 = M_2 - \Delta M$ 和式(23)代入到式(21)得到

$$(M_2 - \Delta M) \times (\sin \alpha_2 - \cos \alpha_2 \Delta \alpha) = \sqrt{A_1}. \quad (24)$$

展开式(18), 忽略二阶小量并考虑到式(16), 则有

$$\Delta M \sin \alpha_2 + M_2 \Delta \alpha \cos \alpha_2 = \sqrt{A_2} - \sqrt{A_1}. \quad (25)$$

将上式两边同除以 $M_2 \sin \alpha_2 \Delta t$, 于是得

$$\frac{\Delta M \sin \alpha_2 + M_2 \Delta \alpha \cos \alpha_2}{M_2 \sin \alpha_2 \Delta t} = \frac{\sqrt{A_2} - \sqrt{A_1}}{M_2 \sin \alpha_2 \Delta t}, \quad (26)$$

$$\frac{\Delta \alpha}{\Delta t} \frac{1}{\tan \alpha_2} + \frac{\Delta M}{\Delta t} \frac{1}{M_2} = \frac{\sqrt{A_2} - \sqrt{A_1}}{\sqrt{A_2} \Delta t}, \quad (27)$$

$$\frac{\dot{\alpha}_2}{\tan \alpha_2} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} = \frac{1}{\Delta t} \left(\sqrt{\frac{A_2}{A_1}} - 1 \right), \quad (28)$$

其中: $\frac{A_2}{A_1} = \frac{\dot{\Omega}_2 \times \Omega_1^3}{\dot{\Omega}_1 \times \Omega_2^3} = \frac{\dot{P}_2 \times P_1}{\dot{P}_1 \times P_2}$, Δt 为两次观测的时间间隔。在磁偶极辐射模型下, 考虑磁场和磁倾角变化的新的制动指数表达式为

$$n_2 = 3 + \frac{2\Omega_2}{\dot{\Omega}_2} \left(\frac{\dot{\alpha}_2}{\tan \alpha_2} + \frac{\dot{M}_2}{M_2} \right). \quad (29)$$

把式(28)代入到式(29)中, 得到在真空磁偶极辐射模型下新的制动指数表达式:

$$n_2 = 3 + \frac{2\Omega_2}{\dot{\Omega}_2} \left(\sqrt{\frac{\dot{\Omega}_2 \times \Omega_1^3}{\dot{\Omega}_1 \times \Omega_2^3}} - 1 \right) \frac{1}{\Delta t}. \quad (30)$$

为简洁起见, 我们去掉角标(2), 两次观测的时间间隔用 T 来替换, 方程(30)表示为 ν , $\dot{\nu}$ 及 P , $\dot{P}$ 的函数形式:

$$n = 3 + \frac{2\nu_2}{\dot{\nu}_2} \left(\sqrt{\frac{\dot{\nu}_2 \times \nu_1}{\dot{\nu}_1 \times \nu_2}} - 1 \right) \frac{1}{T} \\ = 3 - \frac{2P_2}{\dot{P}_2} \left(\sqrt{\frac{\dot{P}_2 \times P_1}{\dot{P}_1 \times P_2}} - 1 \right) \frac{1}{T}. \quad (31)$$

本文给出的新的制动指数表达式[方程(31)]与文献[55]给出的制动指数表达式[方程(15)]具有同样的优点, 即不依赖于对脉冲星自转周期(或自转频率)的二阶导数, 这个表达式不仅仅适用于对于年轻、无周期跃变且时间噪声很小的脉冲星, 也适用于有小幅度周期跃变及时间噪声较低的中年($t \sim 10^5 \text{ a}$)的脉冲星。但是, 方程(31)式同时考虑了磁场和磁倾角的变化, 包含了能量损失机制的信息, 因此, 我们的理论模型更具有优势。

2.3 应用于 5 颗年轻的射电脉冲星

为了验证磁偶极辐射模型下得到的最新制动指数表达式, 我们在表 1 中选取 5 颗已知制动指数值的脉冲星。每颗源具有两次脉冲到达时间的观测数据, 如表 2 所列。在表 3 中, Crab 脉冲星的两次观测数据来源于文献[56]和[57], PSR B0531+21 的两次观测数据来源于文献[58], PSR J1119-6127 的两次观测数据来源于文献[48, 59], PSR B1509-58 的两次观测数据来源于文献[46, 60], PSR J1846-0258 的两次观测数据来源于文献[52]。将表 2 中的数据代入到方程(31)中, 得到 5 颗脉冲星的制动指数的理论值 n_{th} , 如表 3 中第 3 列所示。作为对比, 我们结合文献[55]给出的表达式(本文中方程(15))和脉冲星两次观测数据计算出 5 颗脉冲星的制动指数值 n_* , 如表 3 中第 4 列所示。可以看出: 方程(31)和方程(15)给出的理论值都能很好地“复制”脉冲星的制动指数的观察值。在表 3 中 n_{th} 和 n_* 的值存在细微的差别, 这是由两个模型中不同的假设所导致的, 存在这种差别是合理的, 因为在我们的理论模型中, 不仅旋转角速度是时间的函数, 磁倾角和磁场强度也是时间的函数。方程(31)和方程(15)也因此得到相互验证。

表 2 5 颗脉冲星两次观测的自转周期和周期导数值

脉冲星	MJD/d	P/s	$\dot{P}/(s \cdot s^{-1})$
Crab	47 053.00	0.033 342	$4.211 9 \times 10^{-13}$
	48 442.50	0.033 392	$4.209 7 \times 10^{-13}$
B0540-69	51 197.00	0.050 498	$4.789 2 \times 10^{-13}$
	52 910.00	0.050 569	$4.789 1 \times 10^{-13}$
J1119-6127	52 109.85	0.407 963	$4.020 2 \times 10^{-12}$
	54 000.00	0.408 619	$4.015 8 \times 10^{-12}$
J1513-5908	49 034.50	0.150 748	$1.535 7 \times 10^{-12}$
	55 336.00	0.151 582	$1.528 7 \times 10^{-12}$
J1846-0258	55 369.00	0.326 899	$7.107 8 \times 10^{-12}$
	56 651.00	0.327 686	$7.101 5 \times 10^{-12}$

表 3 5 颗脉冲星的制动指数值比较

脉冲星	n_{obs}	n_{th}	n_*
Crab	2.342 ± 0.001	2.3477 ± 0.0006	2.3339 ± 0.0001
B0540-69	2.14 ± 0.01	2.0171 ± 0.0007	2.0165 ± 0.0003
J1119-6127	2.684 ± 0.0002	2.687 ± 0.004	2.6811 ± 0.0002
J1513-5908	2.839 ± 0.0001	2.8343 ± 0.0002	2.8179 ± 0.005
J1846-0258	2.19 ± 0.03	2.171 ± 0.001	2.368 ± 0.003

3 总结与展望

我们首先综述了关于磁星及其磁场演化和热演化的研究工作，介绍了中子星壳层中磁化参数与磁场之间的关系式，估算了磁场能量的消散率，并将理论模型应用于磁星 1E 2259+586，阐明了类似 1E 2259+586 这种典型磁星的软 X 射线辐射机制。随后，我们概述了脉冲星自转演化及其研究现状，推导出在真空磁偶极辐射模型下最新的制动指数表达式，并将其应用于 5 颗已知制动指数的脉冲星，以验证我们的模型。本文提出的表达式考虑了磁场强度和磁倾角的变化。该表达式不仅适用于年轻、无周期跃变且时间噪声较小的脉冲星，也适用于有小幅周期跃变且时间噪声较低的中青年脉冲星，这是本文的主要亮点。

如前所述，绝大多数脉冲星由于没有自转周期(或自转频率)的二阶导数，无法获得其制动指数的观测值。未来，人们可以通过在一段时间内(约几年)两次测量自转周期(自转频率)及其一阶时间导数，利用本文提供的新制动指数表达式计算出制动指数 n ，以进一步研究脉冲星自转演化及其辐射机制，在未来的脉冲星脉冲到达时间(timing)观测中得到进一步检验理论模型。此外，我们将尝试其他辐射机制，如引力波辐射和星风，以进一步改进我们的理论模型。

中子星的热演化依赖于核物质状态方程、磁倾角、磁场强度及不同的内部加热机制。在给定磁化参数与磁场强度关系式的情况下，中子星热演化的研究将为研究超致密强子物质和中子星结构提供新的视角。未来，我们可以通过数值模拟中子星表面的热辐射，探索在极端条件下发生在中子星内部的物理过程。长期以来，脉冲星极冠区及其附近的磁场结构被认为是脉冲星射电辐射的主要原因。在脉冲星的生命周期中，磁场结构的显著演化可能会留下可观测的特征。未来，我们将进一步求解平直时空下和弯曲时空下的高阶极向磁场和高阶环向磁场特征方程的解析解，研究孤立中子星(特别是磁星)磁场多极结构的演化和热演化。

观测显示，一系列瞬变现象，如 X 射线爆发、磁星耀斑和自转演化中的周期跃变，可能起源于磁星的磁层，

而其内部的环向磁场是主要的驱动因素。未来，通过更深入的 X 射线观测，结合对磁星活动性的进一步研究，包括同步的 X 射线和光学监测，不仅能验证我们目前的研究结果，还能揭示磁星更加丰富和复杂的特性。

参考文献：

- [1] DUNCAN R C, THOMPSON C. *APJL*, 1992, 392: L9.
- [2] WANG H, GAO Z, WANG N, et al. *Publ Astron Soc Pac*, 2019, 131(999): 054201.
- [3] GAO Z F, OMAR N, SHI X C, et al. *Astronomische Nachrichten*, 2019, 340(1030): 1030.
- [4] KASPI V M, BELOBORODOV A M. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2017, 55(1): 261.
- [5] RUDERMAN M. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1972, 10: 427.
- [6] TUROLLA R, ZANE S, WATTS A L. *Reports on Progress in Physics*, 2015, 78(11): 116901.
- [7] HEYL J, TAVERNA R, TUROLLA R, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2024, 527(4): 12219.
- [8] LI H, KANG Y, HU Z, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2024, 527(1): 855.
- [9] BELOBORODOV A M, LI X. *Astrophys J*, 2016, 833(2): 261.
- [10] GAO Z F, LI X D, WANG N, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2016, 456(1): 55.
- [11] ARCHIBALD R F, GOTTHELF E V, FERDMAN R D, et al. *Astrophys J Lett*, 2016, 819(1): L16.
- [12] TANG C H, HUANG Y F, GENG J J, et al. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2019, 245(1): 1.
- [13] ŞAŞMAZ MUŞ S, ÇIKINTOĞLU S, AYGÜN U, et al. *Astrophys J*, 2019, 886(1): 5.
- [14] GAO Z F, WANG N, SHAN H, et al. *Astrophys J*, 2017, 849(1): 19.
- [15] TONG H, KOU F F. *Astrophys J*, 2017, 837(2): 117.
- [16] AGUILERA D N, PONS J A, MIRALLES J A. *Astron Astrophys*, 2008, 486(1): 255.
- [17] PONS J A, GEPPERT U. *Astron Astrophys*, 2007, 470(1): 303.
- [18] PONS J A, MIRALLES J A, GEPPERT U. *Astron Astrophys*, 2009, 496(1): 207.
- [19] VIGANÒ D. *Magnetic Fields in Neutron Stars*[Z]. Spain: University of Alacant, 2013.
- [20] WANG H, GAO Z F, JIA H Y, et al. *Universe*, 2020, 6(5): 63.
- [21] PEARSON J M, CHAMEL N, POTEKHIN A Y, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2018, 481(3): 2994.
- [22] GEPPERT U R M E. *Thermal Evolution of Neutron Stars*[M]//ALSABTI A W, MURDIN P. *Handbook of Supernovae*, Heidelberg: Springer, 2017: 1353.
- [23] YAKOVLEV D G, Tschaepe R. *Astron Nachr*, 1981, 302: 167.
- [24] WANG H, YANG X F, SONG D L, et al. *Astron Nachr*, 2021, 342(1-2): 259.
- [25] PASSAMONTI A, AKGUN J, MIRALLES J A. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 469(4): 4979.
- [26] RILEY T E, WATTERS A L, BOGDONOV P S, et al. *Astrophys J Lett*, 2019, 887(1): L21.
- [27] BILOUS A V, WATTERS A L, HARDING A K, et al. *Astrophys J*

- Lett, 2019, 887(1): L23.
- [28] POTEKHIN A Y, PONS J A, PAGE D. *Space Sci Rev*, 2015, 191(1-4): 239.
- [29] SINGH D, SAXENA G. *Int J Mod Phys E*, 2012, 21(9): 1250076.
- [30] LI X H, GAO Z F, LI X D, et al. *Int J Mod Phys D*, 2016, 25(1): 1650002.
- [31] SASAKI M, PLUCINSKY P P, GAETZ T Z, et al. *Astrophys J*, 2004, 617(1): 322.
- [32] ARCHIBALD R F, KASPI V M, NG C Y. *Nature*, 2013, 497(7451): 591.
- [33] BECKER W, TRUMPER J. *Astron Astrophys*, 1997, 326: 682.
- [34] SHIBATA S, WATANABE E, YATSU Y, et al. *Astrophys J*, 2016, 833(1): 59.
- [35] LEMIERE A, SLANE P, GAENSLER B M, et al. *Astrophys J*, 2009, 706(2): 1269.
- [36] GOTTHELF E V, TOMSICK J A, HALPERN J P, et al. *Astrophys J*, 2014, 788(2): 155.
- [37] HOBBS G, LYNE A G, KRAMER M. *Mon Not R Astron Soc*, 2010, 402(2): 1027.
- [38] DANG S J, YUAN J P, N M R, et al. *Astrophys J*, 2020, 896(2): 140.
- [39] ANTONOPOULOU D, HASKELL B, ESPINOZA C M. *Reports on Progress in Physics*, 2022, 85(12): 126901.
- [40] ABOLMASOV P, BIRYUKOV A, POPOV S B. *Galaxies*, 2024, 12(1): 7.
- [41] YAN F Z, GAO Z F, YANG W S, et al. *Astron Nachr*, 2021, 342(1-2): 249.
- [42] HAMIL O, STONE N J, STONE J R. *Phys Rev D*, 2016, 94(6): 063012.
- [43] LI B P, GAO Z F. *Astron Nachr*, 2023, 344(6): e20220111.
- [44] LYNE A G, HOBBS G, KRAMER M, et al. *Sciences*, 2010, 329(5990): 408.
- [45] LYNE A G, STAPPERS B W, KEITH M J, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 451(1): 581.
- [46] LIVINGSTONE M A, KASPI V M, GAVRIL L F P, et al. *Astrophys Space Sci*, 2007, 308(1-4): 317.
- [47] ESPINOZA C M, LYNE A G, STAPPERS B. *Mon Not R Astron Soc*, 2017, 466(1): 147.
- [48] WELTEVREDE P, JOHNSTON S, ESPINOZA C M. arXiv: 1010.0857.
- [49] LIVINGSTONE M A, KASPI V M. *Astrophys J*, 2011, 742(1): 31.
- [50] ESPINOZA C M, LYNE A G, KRAMER M, et al. *Astrophys J*, 2011, 741(1): L13.
- [51] ROY J, GUPTY Y, LEWANDOWSKI W. *Mon Not R Astron Soc*, 2012, 424(3): 2213.
- [52] ARCHIBALD R F, KASPI V M, BEARDMORE A P. *Astrophys J*, 2015, 810(1): 67.
- [53] DU S S, LIU X J, CHEN Z C, et al. *Astrophys J*, 2024, 968(2): 105.
- [54] IGOSHEV A P, FRANTSUZOVA A, GOURGOULIOUS K N, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2022, 514(3): 4606.
- [55] SIMON J, DAVID G. *Mon Not R Astron Soc*, 1999, 306(4): L50.
- [56] LYNE A G, PRITCHARD R S, SMITH F G. *Mon Not R Astron Soc*, 1993, 265: 1003.
- [57] LYNE A G, JORDAN C A, GRAHAM-SMITH F, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 446(1): 857.
- [58] FERDMAN R D, ARCHIBALD R F, KASPI V M. *Astrophys J*, 2015, 812(2): 95.
- [59] ANTONOPOULOU D, WELTEVREDE P, ESPINOZA C M, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2015, 447(4): 3924.
- [60] PARTHASARATHY A, SHANNON R M, JOHNSTON S, et al. *Mon Not R Astron Soc*, 2019, 489(3): 3810.

Study on Magnetic Field Evolution and Rotation Evolution of Highly Magnetized Neutron Stars

LI Yonghong¹, LI Zhibing^{2,†}, GAO Zhifu³, WANG Hui¹

(1. Shanxi Province Intelligent Optoelectronic Sensing Application Technology Innovation Center, Yuncheng University,

Yuncheng 044000, Shanxi, China;

2. College of Science, Hunan University of Science and Engineering, Yongzhou 425199, Hunan, China;

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

Abstract: Magnetars are a type of young and highly magnetized neutron star, which can be broadly categorized into soft γ ray repeaters (SGRs) and anomalous X ray pulsars (AXPs). Their primary energy source comes from their internal ultra-strong magnetic fields. Observations show that magnetars often manifest as X ray sources with significant luminosity variations and, in some cases, as radio and/or optical pulsars. Observational and theoretical studies of magnetars are a major focus in current pulsar research. The braking index of a pulsar is an important physical quantity closely related to its rotational evolution. This paper is divided into two parts. The first part reviews our research on the evolution of the toroidal magnetic field inside strongly magnetized pulsars and applies the theoretical model to the AXP 1E 2259+586. The results indicate that the toroidal magnetic field component is the main driving factor behind transient changes, magnetosphere distortions, and high-energy radiation activities in magnetars. The second part reviews recent advances in the study of pulsar braking indices and derives an expression for the braking index in a vacuum magnetic dipole model that does not depend on the second derivative of the pulsar's rotational period. This expression is applied to five pulsars with known braking indices to verify our model. The proposed expression takes into account variations in magnetic field strength and magnetic inclination angle and includes information about energy loss mechanisms. This new expression is not only applicable to young pulsars without glitches and with low timing noise but also to middle-aged pulsars with small glitches and low timing noise, which is also a major highlight of this paper. The final part summarizes the paper and looks ahead to future research on the magnetic field and rotational evolution of pulsars. We anticipate that through more in-depth X-ray observations, combined with further future studies on magnetar activities, including simultaneous X ray and optical monitoring, we can not only verify our current research findings but also reveal the more complex and rich characteristics of magnetars.

Key words: highly-magnetized neutron star; magnetar; spin-down evolution; braking index; toroidal magnetic field

Received date: 05 Mar. 2024; Revised date: 10 Jun. 2024

Foundation item: Scientific and Technological Innovation Programs of Higher Education Institutions in Shanxi (2021L483); Natural Science Foundation of Xinjiang Uygur Autonomous Region (2022D01A155)

† Corresponding author: LI Zhibing, E-mail: lizhibinglizhibing@163.com