

文章编号: 1007-4627(2018)02-0127-06

能通过大质量中子星转动惯量来限定超子参数吗?

喻孜¹, 丁文波^{2,†}, 许妍³, 张贵清⁴

(1. 南京林业大学理学院, 南京 210037;
2. 渤海大学数理学院, 辽宁 锦州 121013;
3. 中国科学院国家天文台长春人造卫星观测站, 长春 130117;
4. 天津科技大学物理系, 天津 300457)

摘要: 在相对论平均场理论(RMFT)框架内, 使用GL91参数组结合超核数据和大质量中子星的观测数据限定超子标量耦合参数 $X_\sigma=0.59\sim 1.0$, 用慢转近似计算了大质量中子星和前中子星的转动惯量。当 X_σ 从0.59增加到1.0, 中子星(前中子星)的最大转动惯量增幅达89%(60%)。在同样的变化范围内, 用Crab的观测数据, 计算得到中子星(前中子星)的最大能量损失(dE/dt)的增幅为44%(25%), 最大磁场增幅为48%(38%)。相比于前中子星, 中子星的性质对超子参数更为敏感。当 X_σ 从0.59增加到1.0, PSR J0348+0432的转动惯量和 dE/dt 的增幅均为14%, 而磁场减幅为10%。如果天文观测能够给出中子星转动惯量的上限, 或者同时精确测量中子星的质量和转动惯量, 能帮助人们进一步限定超子参数。

关键词: 超子; 中子星; 转动惯量

中图分类号: O572.24 文献标志码: A DOI: [10.11804/NuclPhysRev.35.02.127](https://doi.org/10.11804/NuclPhysRev.35.02.127)

1 引言

中子星是一种致密星体, 被认为诞生于II型超新星爆发。刚诞生时, 中微子束缚在星体内, 通常被称为前中子星^[1]。随后, 中微子逸出, 前中子星转变为少轻子的中子星。由于星体密度很高, 超子可能作为新的自由度出现^[2]。超子的出现会使中子星物质的状态方程变软从而显著地降低中子星最大质量。2010年, 质量高达约 $2 M_\odot$ 的PSR J1614-2230被发现^[3]。只有状态方程很硬, 才能支持得到稳定的大质量中子星。作者认为超子不能出现在PSR J1614-2230内^[3]。不久, 又一颗大质量中子星PSR J0348+0432被发现^[4], 它的质量在 $1.90\sim 2.18 M_\odot$ 之间(99.7%的置信概率)。最近, 双中子星合并产生的引力波GW 170817被观测到, 其中一颗中子星的质量被认为有可能处于 $1.36\sim 2.26 M_\odot$ 之间^[5, 6]。这些大质量中子星的发现更新了人们对超子物质状态方程的认识。目前, 人们还不能完全确定超子与核子的相互作用。因而, 关于超子的耦合参数存在多种取法^[2]。不同的超子耦合参数会得到不同的星体最大质量。但是, 如果选择合适的核物质状态方程, 这些超子耦合参数都可以使中子星质量达到 $2 M_\odot$ 。所以, 大质

量中子星并不能排除超子物质^[7]。除了质量-半径关系, 中子星的其他性质也有可能依赖于超子参数的变化。在这些性质中, 转动惯量与中子星的年龄、磁场和引力波观测等有重要关联。很多作者已经研究了中子星体的转动惯量^[8-15]。这些工作, 在讨论转动惯量时, 有些没有包含超子^[8, 9], 有的包含了超子^[10-14]。在包含了超子的工作中, 文献[10]为了得到大质量前中子星, 选用了一组特殊的参数讨论了大质量前中子星的转动惯量, 文献[11-15]则选取了不同参数组来讨论星体转动惯量^[11-15]。这些研究都表明, 中子星的转动惯量对状态方程变化很敏感。可以预计, 如果在一个合理的范围内变化超子参数, 中子星的转动惯量也会变化。本文希望用最近观测得到的大质量中子星的数据来限定超子参数的取值范围。在这个范围内连续变化超子参数的取值, 计算得到中子星的转动惯量, 从而更清晰地看出大质量中子星转动惯量对超子参数的依赖关系。目前这项研究还比较少。另外一方面, 由于中子星体在演化早期会处于前中子星阶段。在前中子星阶段, 中微子束缚在星体内。这会对星体性质产生重要影响。因此, 本文还希望给出中微子束缚对星体转动惯量的影响。这就需要比较大质量前中子星和大质量中子星的计算结果。这

收稿日期: 2018-04-20; 修改日期: 2018-05-26

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11265009, 11175077, 11271055); 江苏省自然基金青年基金项目(Bk20140982)

作者简介: 喻孜(1981-), 男, 湖北武汉人, 博士, 副教授, 从事核天体物理研究; E-mail: ziyu_njfu@163.com

† 通信作者: 丁文波, E-mail: dingwenbo1980@163.com

种对比研究，目前也比较少。前中子星是一个很热的星体。在计算前中子星时应该取有限温条件。然而，相比于束缚中微子对转动惯量带来的影响，温度产生的效果小得多。如果考虑温度，星体转动惯量会同时随着超子参数和温度共同变化。为了能集中呈现转动惯量随超子参数的依赖性，本文在比较研究前中子星和中子星时，认为两种阶段的星体都处于零温条件，这是一种简化近似。在讨论完转动惯量后，结合 Crab 脉冲星^[16]的观测数据，给出了星体最大能量损失和最大磁场随超子耦合参数的依赖关系，还给出了 PSR J0348+0432 的转动惯量、能量损失和磁场对超子耦合参数的依赖关系。通过这些依赖关系，补充描述超子-核子相互作用所能引起的宏观天文学观测效应，为人们进一步认识超子-核子相互作用提供潜在可能的理论支持。

2 理论模型

在相对论平均场理论(RMFT)框架内，包含超子的中子星物质的拉氏密度^[2]为

$$\begin{aligned} L = \sum_B \bar{\Psi}_B & [i\gamma_\mu \partial_\mu - (M_B - g_{\sigma B}\sigma) - g_{\omega B}\omega_\mu \gamma^\mu - \\ & g_{\rho B}\gamma_\mu \boldsymbol{\tau} \cdot \boldsymbol{\rho}^\mu] \Psi_B + \frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \\ & m_\sigma^2 \sigma^2) - U(\sigma) + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu \rho^\mu - \\ & \frac{1}{4} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \sum_l L_l. \end{aligned} \quad (1)$$

式中：第一行是自由强子场和重子-介子场的耦合项，对 B 求和是对强子种类($n, p, \Lambda, \Sigma^-, \Sigma^0, \Sigma^+, \Xi^-, \Xi^0$)求和， M_B 是重子 B 的质量， $g_{\sigma B}, g_{\omega B}, g_{\rho B}$ 分别代表介子 σ, ω, ρ 介子与重子 B 的耦合常数；第二行包含了介子场和轻子场的贡献， $m_\sigma, m_\omega, m_\rho$ ，表示 σ, ω, ρ 介子的质量， $F_{\mu\nu}$ 和 $G_{\mu\nu}$ ，分别代表 ω 和 ρ 介子的场张量， $U(\sigma)$ 代表 σ 介子的自耦合项，具体形式为 $U(\sigma) = a\sigma^3/3 + b\sigma^4/4$ ，对 ι 求和是对星体物质内可能出现的轻子种类求和。中子星内是对电子以及 μ 子求和，而前中子星内是对电子以及电子中微子 (ν_e) 求和。中子星物质必须保持整体电中性和 β 平衡，因而满足化学势及电中性相关的等式(详情可参阅文献[1])。此外，中子星物质是一个少轻子物质 $Y_{\nu e} = 0$ ，而前中子星物质是一个丰轻子物质，满足 $Y_l = Y_e + Y_{\nu e} = 0.4$ 。其中， Y_i 表示粒子 i 的数密度与重子数密度的比。在接下来的图示中，本文用缩写 NS 表示中子星，缩写 PNS 表示前中子星。

本文采用 GL91 参数组(详情可参阅文献[17])。超子标量介子耦合参数，超子矢量介子耦合参数以及

超子同位旋介子耦合参数可以写成： $X_\sigma = g_{\sigma H}/g_{\sigma N}$ ， $X_\omega = g_{\omega H}/g_{\omega N}$ ， $X_\rho = g_{\rho H}/g_{\rho N}$ 。

本文采用文献[2]的取法。自由地选择 X_σ ，对于每一个 X_σ ， X_ω 的值由超子-核子作用势(U_H^N)的数据决定。RMFT 框架内，超子最低能级的结合能为^[2] $U_H^N = X_\omega g_{\omega N} \omega_0 - X_\sigma g_{\sigma N} \sigma_0$ 。 X_ρ 对状态方程影响较小，采用 $SU(6)$ 对称选取。对于 Λ 超子的结合能，争议较少，对于 Σ 和 Ξ 的数据还有争议^[18-20]。本文取 $U_\Lambda^N = -28$ MeV，根据新的观测取为 $U_\Sigma^N = +30$ MeV， Ξ 结合能有可能在 $-15 \sim -18$ MeV 之间，本文取为 $U_\Xi^N = -15$ MeV。

中子星的结构通过 TOV 方程求出(见文献[2])。慢转动条件下，中子星的转动惯量可以写为 $I = I_0 + I(\Omega)$ 。 I_0 表示零阶近似的转动惯量。用 $\varpi = \Omega - \omega$ 表示流体相对局部惯性系的拖拽角速度，其中 Ω 表示星体的转动角速度。满足^[8]

$$\frac{1}{r^4} \frac{d}{dr} \left(r^4 j \frac{d\varpi}{dr} \right) + \frac{4}{r} \frac{dj}{dr} \varpi = 0. \quad (2)$$

上式满足的边界条件为 $(\frac{d\varpi}{dr})_{r=0} = 0, \varpi(R) = \Omega - \frac{J}{R^3}$ ，式中 $j = (\sqrt{1-2M/r})/e^\nu$ ($r < R$)。 R 表示星体半径， M 表示距星体中心 r 范围内含有的星体质量， J 表示星体角动量。 ν 表示度规，满足方程和边界条件如下：

$$\frac{d\nu}{dr} = -\frac{1}{p+\varepsilon} \frac{dp}{dr}, \quad \nu(R) = \frac{1}{2} \ln \left(1 - \frac{2M}{R} \right). \quad (3)$$

P 表示距星体中心 r 处的压强， ε 代表距星体中心 r 处的密度。在求解 TOV 方程的同时，联立求解(2)和(3)，最后利用 $I_0 = J/\Omega$ 即可得到最低阶近似下中子星的转动惯量。

3 数值结果

图 1 给出了对称核物质中超子-核子势以及中子星最大质量随 X_σ 的变化情况。其中，图 1(a) 给出了 X_σ 在 0.2~1.0 之间取值时，对称核物质中，单 Λ 超子的最低结合能随重子数密度的变化。在 $\rho_B \leq \rho_0$ 时，曲线差异并不大，当 $\rho_B > \rho_0$ 时，曲线差异则非常明显。高密度处， X_σ 增大， Λ 超子的吸引势变小。可以预见， X_σ 越大，超子吸引作用越弱，中子星物质内超子相对含量越小，中子星物质的状态方程会越硬。图 1(b) 给出了中子星最大质量随 X_σ 的变化情况。 X_σ 变大，星体最大质量增加。在计算中发现，当 $X_\sigma > 1.0$ 以后，中子星物质内几乎不含超子。因而， X_σ 的有效值应低于 1.0。 X_σ 的下限可以通过脉冲星的观测数据来

限定。以前, PSR 1913+16 的质量 $\sim 1.44 M_{\odot}$ 通常被用于限定 X_{σ} ^[2]。PSR J1614-2230 和 PSR J0348+0432 被发现以后, 如果这两颗星也含有超子, 那么理论计算得到的最大质量应该大于这两个脉冲星的质量观测数据。PSR J0348+0432(PSR J1614-2230) 质量被认为在 $1.90 \sim 2.18 M_{\odot}$ ($1.93 \sim 2.01 M_{\odot}$) 之间^[3, 4]。两颗大质量中子星的观测下限很接近, 均为 $\sim 1.90 M_{\odot}$ 。本文选用 $1.90 M_{\odot}$ 作为大质量星体的最低质量。超子耦合参数至少应该使得中子星的最大质量 $M_{\max} > 1.90 M_{\odot}$, 于是 $0.59 < X_{\sigma} < 1.0$ 。如果选择 PSR 1913+16 限定 X_{σ} 的下限, 则 $X_{\sigma} > 0.27$, 这比文献^[2]提供的下限要低。这是因为, 本文 Σ 超子取的是排斥势。因而同样使用 GL91 参数组, 本文得到的最大质量更大。当 X_{σ} 从 0.59 增加到 1.0, 中子星的最大质量从 $1.90 M_{\odot}$ 增加到 $2.36 M_{\odot}$, 增幅为 24%。文章也计算了丰轻子的前中子星($Y_l = 0.4$)的最大质量, 发现 X_{σ} 从 0.59 增加到 1.0, 前中子星的最大质量从 $2.03 M_{\odot}$ 增加到 $2.30 M_{\odot}$, 增幅为 13%。中子星的质量对超子参数更为敏感。这是因为, 前中子星内束缚的中微子抑制了超子的产生, 超子含量较少。

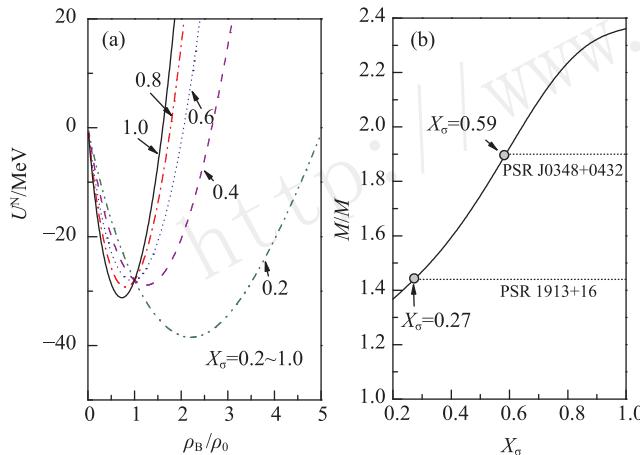


图 1 (在线彩图) 对称核物质中超子-核子势以及中子星最大质量随 X_{σ} 的变化情况

(a) 对称核物质中, $X_{\sigma} = 0.2 \sim 1.0$ 时, 单 Λ 超子的最低结合能随重子数密度的变化, 在饱和密度处, 每条曲线的 $U_A^N = -28$ MeV, 然而高密度处偏离明显; (b) 中子星最大质量随 X_{σ} 的变化, 水平虚线代表脉冲星的质量观测数据。

图 2 给出了不同 X_{σ} 值条件下中子星(NS)的转动惯量随质量的变化以及最大转动惯量随 X_{σ} 的变化。图 2(a)给出了 X_{σ} 取不同值时, 中子星的转动惯量随质量的变化。当 $M < 1.5 M_{\odot}$ 时, 不同 X_{σ} 取值的曲线完全重合。这是因为小质量对应的星体中心密度较低, 超子含量较小, 超子参数的影响并不强。随着质量增大,

曲线开始分岔。随着 X_{σ} 增加, 状态方程所允许的最大转动惯量明显增加。这一趋势在图 2(b)中可以看得更清楚。当 X_{σ} 从 0.59 增加到 1.0 时, 中子星的最大转动惯量从 1.71×10^{45} 增加到 3.23×10^{45} g·cm², 增幅达 89%。图中还给出了前中子星的最大转动惯量, 从 1.87×10^{45} 增加到 2.95×10^{45} g·cm², 增幅也达到了 69%。和图 1 类似, 中子星的性质对超子参数更为敏感。有趣的是, 在 X_{σ} 较小时, 前中子星的转动惯量较大, 然而中子星转动惯量上升斜率较大, 当 $X_{\sigma} > 0.68$ 以后, 中子星的最大转动惯量会反超前中子星。

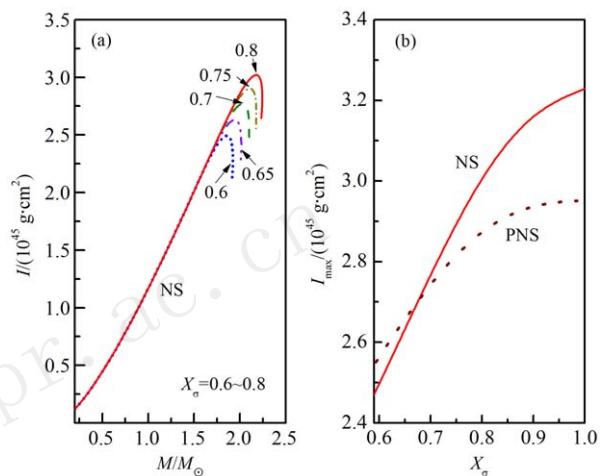


图 2 (在线彩图) 不同 X_{σ} 值条件下中子星(NS)的转动惯量随质量的变化以及最大转动惯量随 X_{σ} 的变化
(a) 超子参数 $X_{\sigma}=0.6, 0.65, 0.7, 0.75, 0.8$ 时, 中子星(NS) 转动惯量随质量的变化。图中, 峰值越高的曲线对应的 X_{σ} 越大; (b) 中子星(NS) 和前中子星(PNS) 的最大转动惯量随超子标量耦合参数的变化。

得到转动惯量后, 如果知道星体的转动角速度, 可以得到中子星的转动动能为 $E = I\Omega^2/2$ 。中子星会向外辐射能量。一般可简单认为, 中子星的能量损失主要来源于磁极辐射。在低阶近似中, 可认为转动惯量与 Ω 无关。于是可建立关系^[21], $-dE/dt = I\Omega\dot{\Omega} = \frac{2}{3}R^6B^2\Omega^4\sin^2\alpha$ 。取 $\sin^2\alpha = 1$, 再利用脉冲星周期的观测数据, 就能计算出大质量中子星的能量损失和磁场。

本文利用早期观测到的 Crab 脉冲星的数据^[16], 即 $P = 0.033$ s, $\dot{P} = 4.227 \times 10^{-15}$ s/s(文献标记的惯例, 单位是 1, 但是用 s/s 来表示周期随时间的变化)来进行计算。这是一个典型的关于脉冲星周期的数据。计算能量损失(dE/dt)只需要把观测数据和转动惯量代入公式即可, 因此利用图 2(b)的结果就可以求出, 在 X_{σ} 从 0.59 增加到 1.0 时, 中子星(前中子星)的最大能量损失会从 1.04×10^{39} (1.10×10^{39}) 增加

到 1.50×10^{39} (1.37×10^{39}) erg/s ($1 \text{ erg} = 10^{-7} \text{ J}$), 增幅达到44%(25%)。磁场的计算, 除了依赖于转动惯量, 还取决于半径。计算结果如图3所示。从图3(a)可以看到, 当 X_σ 增加时, 最大磁场会增加。图3(b)清晰地给出了这种依赖性。 X_σ 从0.59增加到1.0时, 中子星(前中子星)的最大磁场会从 2.63×10^{12} (2.76×10^{39}) G($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$) 增加到 3.89×10^{12} (3.80×10^{39}) G, 增幅为48%(38%)。中子星对超子参数的敏感度更大。在图中, 又看到了在某个临界点($X_\sigma > 0.74$)以后, 中子星的曲线反超前中子星的曲线。由于Crab的质量并不能确定, 所以, 利用Crab数据只能得到磁场和能量损失的最大值随超子参数的依赖关系。从结果来看, 在大质量观测允许的超子参数范围内, 磁场和能量损失上限值的变化范围依然很广。

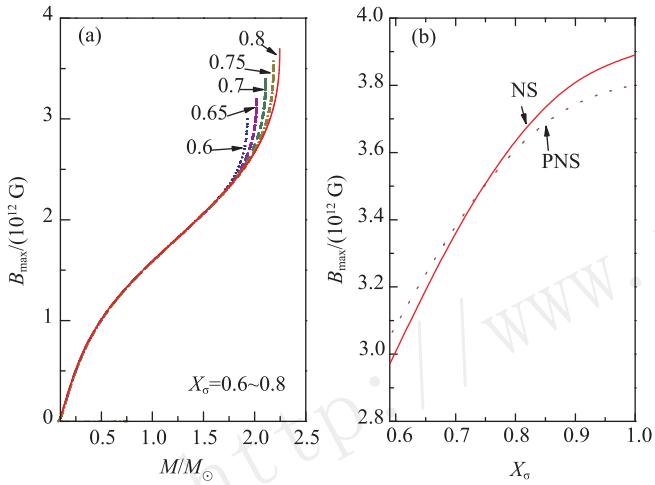


图3 (在线彩图) 不同 X_σ 值条件下中子星(NS)的磁场随质量的变化以及最大磁场随 X_σ 的变化

(a) 超子参数 $X_\sigma=0.6, 0.65, 0.7, 0.75, 0.8$ 时, 中子星转动惯量随质量的变化。图中, 峰值越高的曲线对应的 X_σ 越大; (b) 中子星(NS)和前中子星(PNS)的最大转动惯量随超子参数的变化(注: $1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$)。

PSR J0348+0432是近期观测得到的一颗大质量中子星。不仅测得质量在 $1.90 \sim 2.18 M_\odot$ 之间, 还得到了周期相关数据, $P = 0.039 \text{ s}$, $\dot{P} = 2.41 \times 10^{-19} \text{ s/s}$ ^[4]。利用这些数据, 就可以讨论固定质量星体的转动惯量、能量损失以及磁场对超子参数的依赖性。图4给出了PSR J0348+0432的相关性质。其中, 图4(a)给出了PSR J0348+0432的性质随超子参数的变化。此处PSR J0348+0432的质量取的是观测下限质量 $1.90 M_\odot$ 。 X_σ 从0.59增加到1.0时, 转动惯量从 $2.38 \times 10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$ 到 $2.71 \times 10^{45} \text{ g}\cdot\text{cm}^2$, 增幅为14%, 磁场从 $2.30 \times 10^9 \text{ G}$ 减小到 $2.06 \times 10^9 \text{ G}$, 减小10%。还计算了能量损失的变化, 能量损失从 $3.82 \times 10^{32} \text{ erg/s}$ 增加到 $4.35 \times 10^{32} \text{ erg/s}$, 增幅为14%。在同时限定质量和周期数据的条件下, 转动惯量对超子参数的变化依然超过了10%。

幅为14%。在同时限定质量和周期数据的条件下, 转动惯量对超子参数的变化依然超过了10%。

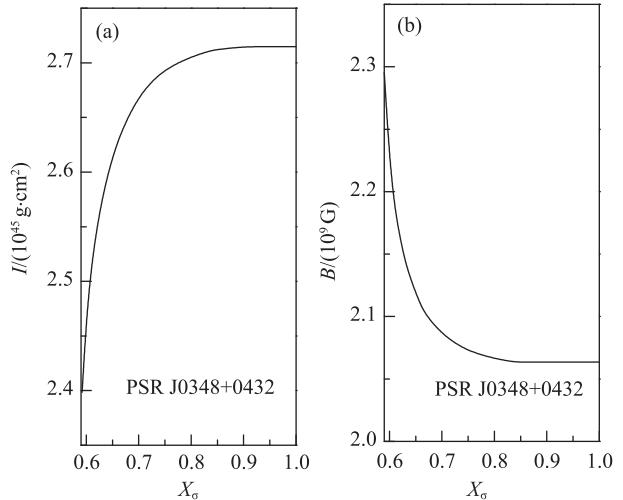


图4 PSR J0348+0432的转动惯量和磁场对 X_σ 的依赖性
(a) PSR J0348+0432的转动惯量随超子参数的变化; (b) PSR J0348+0432的磁场随超子参数的变化。

4 结论

在相对论平均场理论框架内, 使用GL91参数组, 本文通过超核数据和大质量脉冲星观测数据限定了超子参数的取值范围 $X_\sigma=0.59 \sim 1.0$ 。这与文献[2]讨论的超子范围不同。原因有两点。第一, 本文选用的超子-核子势数据不同。特别是 Σ 超子, 用的是排斥势; 第二, 选用的中子星质量不同。本文选用的是最近观测得到的大质量中子星的数据。在这个超子参数取值范围内, 讨论了中子星的转动惯量对超子参数的依赖性。并把中子星和前中子星做了对比研究。当 X_σ 从0.59增加到1.0, 中子星(前中子星)的最大转动惯量增幅达89%(60%)。本文用Crab周期的观测数据, 计算得到中子星(前中子星)的最大能量损失的增幅为44%(25%), 最大磁场增幅为48%(38%)。由于没有Crab的质量数据, 因而本文只用Crab的周期值计算了转动惯量等相关性质的上限。从数值结果来看, 在超子参数取值范围内, 转动惯量等相关性质的最大值还存在很大的不确定性。相比于前中子星, 中子星的性质对超子参数更为敏感。这是因为前中子星内束缚的中微子限制了超子的产生, 从而削弱了超子参数的影响。PSR J0348+0432是最近同时测出质量和周期数据的脉冲星。本文用它的数据讨论了具有固定质量的中子星的性质随超子参数的变化情况。当 X_σ 从0.59增加到1.0, PSR J0348+0432的转动惯量和能量损失的增幅均为14%, 而磁场减幅为10%。可以看到, 即使同时限定了质量和周期, 这些性质对超子

参数的变化范围依然超过了10%。

需要指出, 本文只选用了GL91参数组进行计算。选择GL91参数组, 是因为这组参数能使状态方程较硬, 从而得到大质量的中子星。对于状态方程较软的参数组, 如果想得到大质量中子星, 可以通过考虑新的介子自由度来实现, 比如U玻色子^[10]。目前关于U玻色子的研究已经取得一些进展, 但是U玻色子的性质依然有很大的不确定性。本文集中讨论了大质量中子星转动惯量对连续变化的超子参数的依赖性。因此, 并未对状态方程较软的参数组做延伸讨论。本文的结果表明, 在符合大质量中子星数据的超子参数取值范围内, 连续变化超子参数取值, 中子星的转动惯量等相关性质会呈现出明显的依赖性, 并且依然存在一个较宽的变化范围。因此, 如果天文观测能够给出中子星转动惯量的上限, 或者同时精确测量中子星的质量和转动惯量, 有可能帮助人们进一步缩小超子参数的取值范围。

参考文献:

- [1] BETHE H A. Rev Mod Phys, 1990, **62**: 801.
- [2] GLENDENNING N K. Compact stars: Nuclear Physics, Particle Ph and General Relativity[M]. New York: Springer, 1997: 206.
- [3] DEMOREST P B, PENNUCCI T, RANSOM S M, et al. Nature, 2010, **467**: 1081.
- [4] ANTONIADIS J, WHELAN D G. Science, 2013, **340**(6131): 448.
- [5] LI T P, XIONG S L, ZHANG S N, et al. Science China Physics Mechanics & Astronomy, 2018, **61**: 031011.
- [6] ABBOTT B P, et al. Phys Rev Lett, 2017, **119**: 161101.
- [7] JIANG W Z, LI B A, CHEN L W. Astrophys J, 2012, **756**: 56.
- [8] HARTLE J B. Astrophysics & Space Science, 1973, **24**: 385.
- [9] FATTOYEV F J, PIEKAREWICZ J. Phys Rev C, 2010, **82**: 025810.
- [10] HONG B, JIA H Y, MU X L, et al. Chin Phys C, 2016, **40**: 35.
- [11] ZHAO X F, JIA H Y. Journal of Astrophysics & Astronomy, 2012, **33**: 303.
- [12] DATTA B, RAY A. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 1983, **204**: 75.
- [13] ZHAO Xianfeng, WANG Shunjing, ZHANG Hua, et al. Journal of Sichuan University(Natural Science Edition), 2009, **46** (3): 743. (in Chinese)
(赵先锋, 王顺金, 张华, 等. 四川大学学报: 自然科学版, 2009, **46**(3): 743.)
- [14] ZHAO Xianfeng, WANG Shunjing, ZHANG Hua, et al. Journal of Southwest University(Natural Science Edition), 2010, **32**(7): 46. (in Chinese)
(赵先锋, 王顺金, 张华, 等. 西南大学学报(自然科学版), 2010, **32**(7): 46.)
- [15] ZHAO Xianfeng. Acta Astronomic Sinica, 2011, **52**(2): 126. (in Chinese)
(赵先锋. 天文学报, 2011, **52**(2): 126.)
- [16] HEWISH A, OKOYE S E. Nature, 1964, **203**: 171
- [17] GLENDENNING N K, MOSzkowski S A. Phys Rev Lett, 1991, **67**: 2414.
- [18] SCHAFFNER J, MISHUSTIN I N. Phys Rev C, 1996, **53**: 1416.
- [19] SCHAFFNER J, DOVER C B, GAL A, et al. Annals Phys, 1994, **235**: 35.
- [20] YANG F, SHEN H. Phys Rev C, 2008, **77**: 025801.
- [21] PACINI F. Nature, 1968, **219**: 45.

Can the Moment of Inertia of Massive Neutron Stars be Used to Constrain the Hyperon Couplings?

YU Zi¹, DING Wenbo^{2,†}, XU Yan³, ZHANG Guiqing⁴

(1. College of science, Nanjing Forestry University, Nanjing 210037, China;

2. Physics Department of Bohai University, Jinzhou 121013, LIASOning, China;

3. Changchun Observatory, National Astronomical Observatories,

Chinese Academy of Sciences, Changchun 130117, China;

4. Department of Physics, Tianjing University of Science and Technology, Tianjing 300457, China)

Abstract: In the framework of the relativistic mean field theory(RMFT) with GL91 cets, the momentum of inertia (I) of slowly rotating neutron stars is studied by perturbative approach. The scalar hyperon coupling should lie in the range of $X_\sigma=0.59\sim1.0$ to be compatible with massive neutron stars. As X_σ increases from 0.59 to 1.0, the maximum momentum of inertia(I_{\max}) of neutron (protoneutron) stars increases by 89% (60%). According to the data of Crab, the maximum energy loss(dE/dt) of neutron (protoneutron) stars will increase by 44%(25%)and the maximum magnetic field (B) will increase by 48%(38%). I and dE/dt of PSR J0348+0432 both increase by 14%, while B decreases by 10% as X_σ increases from 0.59 to 1.0. So if the upper bound of I , or the accurate values of both the mass and I of neutron stars could be provided by the astronomical observations, the hyperon couplings should be further constrained in the future.

Key words: hyperon; neutron star; momentum of inertia

Received date: 20 Apr. 2018; Revised date: 26 May 2018

Foundation item: Natural Science Fundamental Research Project of Jiangsu Colleges and Universities (Bk20140982); National Natural Science Foundation of China(11265009, 11175077, 11271055)

† Corresponding author: DING Wenbo, E-mail: dingwenbo1980@163.com.