

文章编号: 1007-4627(2017)03-0387-05

## 原子核对称能对中子星壳层结构的影响

鲍世绍, 胡金牛, 张肇文, 申虹<sup>†</sup>

(南开大学物理科学学院, 天津 300071)

**摘要:** 中子星内壳层中存在原子核、中子、电子等非均匀分布的物质。在 Wigner-Seitz 近似下, 共存相方法和自洽 Thomas-Fermi 近似方法是描述这种非均匀物质的有效方法。中子在非均匀物质所占的比例远远大于其他组分, 因此原子核的对称能对非均匀物质的性质会产生十分重要的影响, 而原子核对称能的密度依赖关系在核物质饱和和密度附近有较大的不确定性。采用相对论平均场理论描述核子间相互作用, 研究原子核对称能对中子星内壳层的密度范围、pasta 相结构、壳核相变密度等性质的影响, 探寻其中可能存在的关联。计算结果表明, 原子核对称能及其密度依赖性在决定中子星内壳层非均匀物质的性质中起着重要作用, 这与之前相关研究中得到的结论基本相符。

**关键词:** 原子核对称能; 中子星; 壳层结构

**中图分类号:** O571.53      **文献标志码:** A      **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.32.03.387

### 1 引言

在中子星中随着深度的增加, 丰中子物质密度会从核物质的亚饱和和密度增加到数倍饱和密度。因此, 中子星为研究大密度范围的非对称核物质提供了一个极好的天然实验室<sup>[1, 2]</sup>。一般认为中子星主要由四部分构成, 从外向内依次是由原子核和电子气组成的外壳, 包含原子核、中子、电子的内壳, 均匀分布的电中性核物质构成的外核, 以及可能包含超子和夸克等其它自由度的高密度内核<sup>[2-4]</sup>。随着深度和物质密度的增加, 外壳中的原子核会变得更加丰中子。在密度  $n_{\text{drip}} \sim 4 \times 10^{11} \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  附近, 中子开始从原子核中滴出, 即由中子星的外壳层进入内壳层区域<sup>[5]</sup>。由于其复杂的相结构以及在许多天体物理观测中的重要作用, 中子星内壳层吸引了众多研究者的关注<sup>[5-8]</sup>。在中子星内壳层中, 随着密度的增加, 球形的原子核 (droplet) 可能变得不再稳定, 其它形状的原子核, 例如: 柱形 (rod)、片形 (slab)、管形 (tube) 及泡形 (bubble) 等可能会依次出现, 即所谓原子核的 pasta 相。这种复杂的非球形原子核结构最早是由文献<sup>[6]</sup>的作者采用可压缩液滴模型, 在表面能和库仑能计算中考虑不同几何维度得到的。在给定密度的情况下, 通过比较不同组态的能量密度确定能量最低的组态为该密度下最稳定相。随着密度的增加, 各种形状组态依次为能量最低的稳定相。

最终, 高密部分转变为均匀分布的核物质, 即发生壳核相变进入中子星的外核区域<sup>[6-9]</sup>。在近几年中, 已有许多研究者采用各种方法, 例如: 液滴模型<sup>[6, 10, 11]</sup>和 Thomas-Fermi 近似方法<sup>[7, 9, 12, 13]</sup>对中子星内壳层中的 pasta 相性质进行了深入的研究。研究发现原子核对称能及其密度依赖性对 pasta 相结构和壳核相变等具有重要影响。

近年来, 由于原子核对称能及其密度依赖性对于理解许多核物理和天体物体的现象非常重要, 这方面的研究已经吸引了众多研究者的兴趣<sup>[4, 14-16]</sup>。一般认为, 核物质饱和密度处的对称能  $E_{\text{sym}}$  为  $(30 \pm 4) \text{ MeV}$ , 但是它的密度斜率参数  $L$  存在着很大的不确定性, 介于 20 至 115 MeV 之间<sup>[17]</sup>。此前的研究发现, 中子星的壳层结构、壳核相变、星体半径等性质对于原子核对称能  $E_{\text{sym}}$  及其斜率参数  $L$  非常敏感<sup>[7, 12, 18, 19]</sup>。在文献<sup>[18]</sup>中, 作者采用 Skyrme Hartree-Fock 理论及相对论理论方法对于中子星的壳核相变受到对称能的影响进行了研究, 计算结果表明, 壳核相变密度随对称能斜率参数  $L$  的增加而减少。此外研究者还采用各种方法对壳核相变密度和对称能斜率参数  $L$  之间的关系进行广泛研究<sup>[7, 11, 12, 18]</sup>, 结果发现所得到的壳核相变密度依赖于所使用的计算方法和有效核子相互作用。因此, 为了明确对称能斜率参数  $L$  和壳核相变之间的关系, 进一步的研究是非常必要的。

收稿日期: 2016-11-10; 修改日期: 2016-12-19

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (11375089, 11405090, 11675083)

作者简介: 鲍世绍(1989-), 男, 山西长治人, 博士研究生, 从事原子核理论研究; E-mail: bao\_shishao@163.com

<sup>†</sup> 通信作者: 申虹, E-mail: songtc@nankai.edu.cn.

本文的主要目的是研究对称能对中子星内壳层中 pasta 相性质的影响, 探寻对称能斜率参数  $L$  与壳层中的中子滴出密度及壳核相变之间的关联。我们采用相对论平均场 (RMF) 理论描述核子之间的相互作用, 分别采用共存相 (CP) 方法和自洽 Thomas-Fermi (TF) 近似方法描述非均匀核物质。为了计算对称能斜率参数  $L$  对中子星壳层性质的影响, 我们采用了文献[11, 20]中基于 RMF 理论的 TM1<sup>[21]</sup> 和 IUFSU<sup>[22]</sup> 参数组发展的新参数组。新生成的参数组仍然可以很好地描述有限核及无限大对称核物质的饱和和性质, 但具有不同的对称能斜率参数  $L$ 。通过采用具有不同  $L$  值的参数组进行计算, 我们可以研究  $L$  对中子星内壳层性质的影响并探索它们之间的关联。

## 2 模型和方法

我们采用 RMF 理论研究由质子、中子和电子构成的系统。在 RMF 理论方法中, 核子间通过交换各种标量和矢量介子发生相互作用, 这些介子包括同位旋标量-标量介子  $\sigma$ 、同位旋标量-矢量介子  $\omega$ 、同位旋矢量-矢量介子  $\rho$ 。电子和质子通过电磁场  $A^\mu$  相互作用。该系统的拉氏密度可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{RMF}} = & \sum_{i=p,n} \bar{\psi}_i \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - (M + g_\sigma \sigma) - \right. \\ & \left. \gamma_\mu \left[ g_\omega \omega^\mu + \frac{g_\rho}{2} \tau_a \rho^{a\mu} + \frac{e}{2} (1 + \tau_3) A^\mu \right] \right\} \psi_i + \\ & \bar{\psi}_e [i\gamma_\mu \partial^\mu - m_e + e\gamma_\mu A^\mu] \psi_e + \\ & \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 - \\ & \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 - \\ & \frac{1}{4} R_{\mu\nu}^a R^{a\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu^a \rho^{a\mu} + \\ & \Lambda_\nu (g_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu) (g_\rho^2 \rho_\mu^a \rho^{a\mu}) - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (1) \end{aligned}$$

上式中  $W^{\mu\nu}$ ,  $R^{a\mu\nu}$ ,  $F^{\mu\nu}$  分别是对应于介子场  $\omega^\mu$ ,  $\rho^{a\mu}$  和电磁场  $A^\mu$  的反对称场张量。在 RMF 方法中, 介子场被当作经典场, 场算符由它们的期望值所代替。在一个静止系统中的非零期望值为  $\sigma = \langle \sigma \rangle$ ,  $\omega = \langle \omega^0 \rangle$ ,  $\rho = \langle \rho^3 \rangle$ ,  $A = \langle A^0 \rangle$ 。我们从拉氏量式 (1) 可以得到这些平均场的运动方程、系统的能量密度及压强等物理量。

在本文中我们采用 Wigner-Seitz (WS) 近似方法描述中子星内壳层中的非均匀物质。每个 WS 原胞内包含一个原子核, 原子核与滴出的中子气和电子气共存。为简单起见, 我们假设电子气均匀分布在整个原胞中。在

一个 WS 原胞内,  $\beta$  平衡条件

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (2)$$

和总体电中性条件

$$N_p = N_e, \quad (3)$$

应当同时满足。式 (2) 中  $\mu_n$ ,  $\mu_p$ ,  $\mu_e$  分别是原胞内中子、质子、电子的化学势; 式 (3) 中  $N_p$  和  $N_e$  分别为 WS 原胞内的质子数和电子数。

我们采用两种不同的方法描述 WS 原胞内原子核和中子气的共存。在 CP 方法<sup>[9, 11, 23]</sup> 中, WS 原胞内的物质被分隔成两个均匀相, 即密度较高的原子核液相和密度较低的中子气相, 两相之间有明显的界面。原子核液相和中子气相稳定共存应满足吉布斯 (Gibbs) 平衡条件, 即两相具有相同的压强和化学势。表面能和库仑能被当作微扰处理。给定平均重子数密度  $n_b$ , 在  $\beta$  平衡和总体电中性条件下, 我们可以得到满足吉布斯平衡的两相各自的重子数密度和能量密度等物理量, 再由表面能和库仑能之和对原胞中心的原子核半径  $r_d$  取极小值就可以得到对应于最低能量的 WS 原胞半径  $r_{ws}$  和原子核半径  $r_d$ 。在本文中, 我们考虑了 5 种不同结构的原子核 pasta 相 (droplet, rod, slab, tube, bubble)。对于每一个平均重子数密度  $n_b$ , 我们需要对这五种不同的 pasta 相重复上述计算, 得到 5 种不同 pasta 相各自最低能量密度, 然后进行比较从而得到在该密度处最稳定的相。同时也要与均匀物质相比较, 从而确定是否发生壳核相变, 即均匀物质能量是否低于 pasta 相能量。通过这样的计算过程, 我们可以确定中子星内壳层中的 pasta 相结构以及壳核相变密度。在自洽 TF 近似方法中, 当给定平均重子数密度  $n_b$  和 WS 原胞半径  $r_{ws}$  时, 原胞中的核子分布可以通过自洽求解介子场方程得到, 进而计算原胞内的能量密度等性质。通过改变原胞半径  $r_{ws}$ , 我们寻找使原胞内能量密度最低的半径值, 从而确定系统在该密度处的最稳定状态。与 CP 方法类似, 我们也需要对 5 种不同的 pasta 相重复上述计算, 从而找到能量密度最低的相, 同时也要与均匀物质相比较, 从而确定 pasta 相结构及壳核相变性质。

原子核对称能  $E_{\text{sym}}$  的表达式为

$$E_{\text{sym}} = \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial^2 (\varepsilon/n_b)}{\partial \alpha^2} \right]_{\alpha=0}, \quad (4)$$

该式中  $\alpha = (n_p - n_n)/n_b$  是同位旋不对称参数。对称能  $E_{\text{sym}}$  在核物质饱和密度  $n_0$  处对重子数密度的斜率参数  $L$  可以写为

$$L = 3n_0 \left[ \frac{\partial E_{\text{sym}}(n_b)}{\partial n_b} \right]_{n_b=n_0}. \quad (5)$$

为了研究对称能  $E_{\text{sym}}$  及其斜率参数  $L$  对中子星壳层性质的影响, 我们采用文献[11, 20]中基于 TM1 和 IUFSU 参数组发展的新参数。新的参数组中对称能斜率参数  $L$  覆盖了较大的数值范围, 因而我们可以探索  $L$  与内壳层 pasta 相等性质之间的关联。

### 3 结果及分析

我们将在这一节中展示一些数值计算结果并讨论对称能  $E_{\text{sym}}$  及其斜率参数  $L$  对中子星内壳层性质的影响。首先我们讨论对称能对内壳层的起始密度, 即中子开始从原子核内滴出密度的影响。中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$  的判定条件为  $\mu_n = Mc^2$ , 即原子核中的中子化学势等于自由中子质量。当壳层中的平均重子数密度高于  $n_{\text{drip}}$  时, 部分中子选择从原子核中滴出并形成自由的中子气。在本文中, 我们采用自洽 TF 近似方法计算中子滴出密度。图1给出了采用文献[20]中基于 TM1 和 IUFSU 参数组生成的具有不同  $L$  值的参数组计算得到的中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$ , 其中红色的实心方块和蓝色的实心圆点分别是原始的 TM1 和 IUFSU 参数组的计算结果。由图1可以看到, TM1 和 IUFSU 参数组均给出  $n_{\text{drip}}$  随  $L$  单调递增。这一趋势可以从以下分析中得到解释。中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$  是与 WS 原胞内总的核子数 (质子数与中子数之和)  $A$  及原胞半径  $r_{\text{ws}}$  相关联的,  $n_{\text{drip}} = A / \frac{4}{3}\pi r_{\text{ws}}^3$ 。计算结果表明, 在中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$  附近, 总核子数  $A$  并不受对称能斜率参数  $L$  的影响而显著地改变, 但原胞半径  $r_{\text{ws}}$  却明显地随着  $L$  的增加而单调递减, 因此  $n_{\text{drip}}$  随  $L$  的增加而增加。这与文献[24]中使用 Brussels-Montreal 微观原子核质量模型计算得到的结果是一致的。

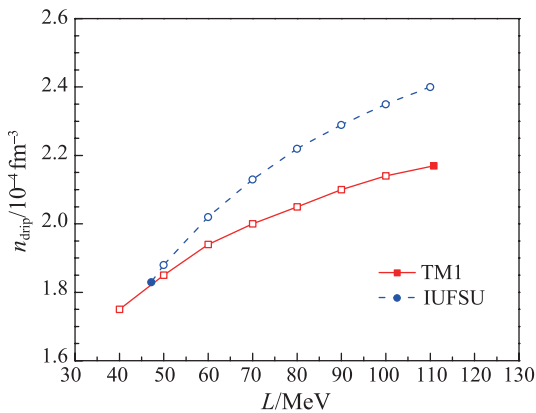


图1 (在线彩图) 中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$  随对称能斜率参数  $L$  的变化关系

我们在图2中展示了利用文献[11, 20]中生成的具有

不同  $L$  值的参数组, 采用 CP 方法 (a, b) 和自洽 TF 近似方法 (c, d) 计算得到的相结构, 从中可以清楚地看到中子星内壳层的构成及各种 pasta 相的密度范围。在重子数密度  $n_b$  较低的时候, 最稳定的相是 droplet。当对称能斜率参数  $L$  的值较小时, 其它非球形原子核 (rod, slab, tube, bubble) 会随着  $n_b$  的增加而依次出现, 直到发生壳核相变, 进入由均匀物质构成的外核。但对于较大的  $L$  ( $L \geq 80$  MeV), 在发生壳核相变之前, 只存在 droplet 相, 其它非球形相并不会在内壳层中出现。由此我们可以看到在中子星的内壳层中, 较小  $L$  值的参数可能会得到更复杂的 pasta 相以及更大的密度范围。虽然采用不同方法和参数计算得到的结果在具体数值上存在差异, 但它们随  $L$  变化的趋势是相似的。同时我们注意到, 在由 CP 方法计算得到的所有结果中 bubble 相均没有出现。这可能是由于在 CP 方法中核子分布并不是自洽处理的, 表面能及库仑能是作为微扰考虑的。相比于自洽 TF 近似方法, 由 CP 方法所得到的能量最低态比真实的基态能量更高, 在较低的密度处便高于均匀物质的能量, 因而 bubble 相没有在内壳层中出现。

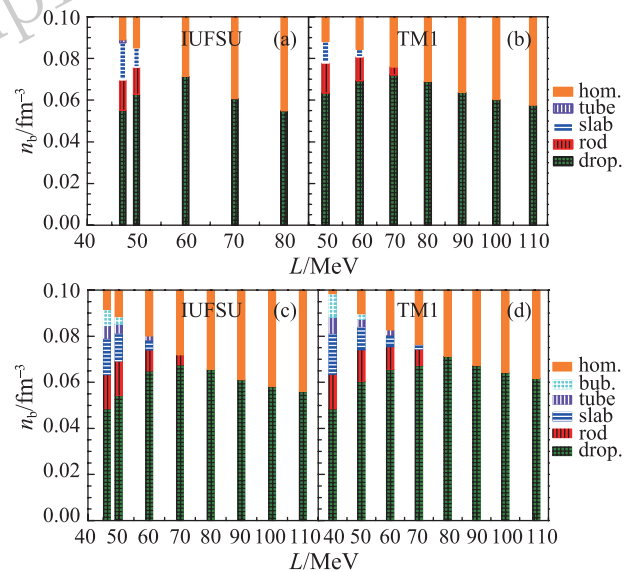


图2 (在线彩图) 采用 CP 方法 (a, b) 和 TF 近似方法 (c, d) 计算得到的相图

droplet, rod, slab, tube, bubble 及均匀物质相 (hom.) 分别用不同颜色和形状表示。(a) 和 (b) 中参数取自文献[11]中基于 IUFSU 和 TM1 发展的新参数组; (c) 和 (d) 中参数取自文献[20]中基于 IUFSU 和 TM1 发展的新参数组。

在这一节的最后我们讨论对称能斜率参数  $L$  与壳核相变性质之间的关联。采用自洽 TF 近似方法计算得到的结果如图3所示。从图3(a)可以看到, 壳核相变密度

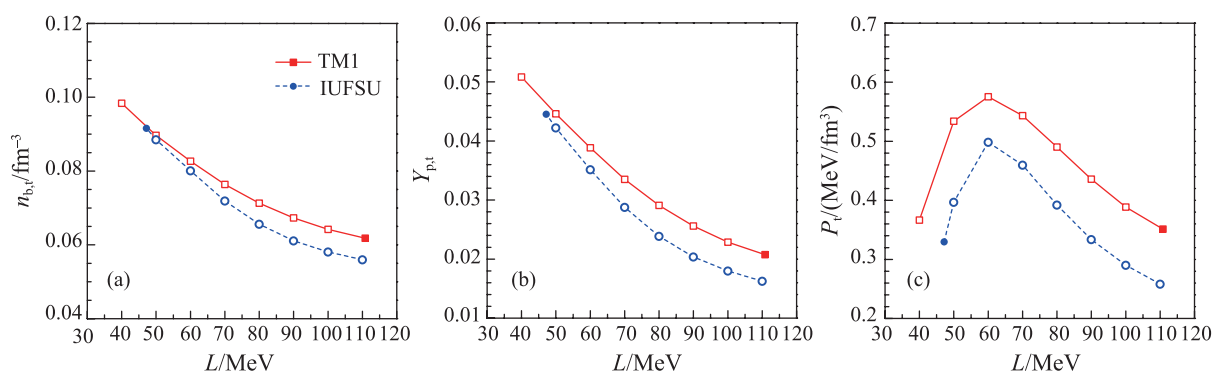


图 3 (在线彩图) 壳核相变密度  $n_{b,t}$  (a)、壳核相变处的质子分支比  $Y_{p,t}$  (b)、壳核相变处的压强  $P_t$  (c) 随  $L$  的变化关系  
红色方块(蓝色圆点)表示由原始 TM1 (IUFSU) 参数计算得到的结果; 红色方框(蓝色圆圈)表示由基于原始 TM1 (IUFSU) 发展的新参数<sup>[20]</sup>计算得到的结果。

$n_{b,t}$  与  $L$  存在明显的关联,  $n_{b,t}$  随  $L$  的增加而单调地减小, 这与文献[7, 12, 18]中的结果是一致的。图 3(b) 表明, 壳核相变点处的质子分支比  $Y_{p,t}$  明显随  $L$  的增加而减少。在文献[12, 18]中也可以看到相似的变化趋势。这是由于在壳核相变点  $n_{b,t}$  附近, 较小的  $L$  对应于较大的对称能  $E_{\text{sym}}$ , 较大的  $E_{\text{sym}}$  偏向于同位旋更加对称的物质, 即更大的质子分支比。在图 3(c) 中我们发现壳核相变点处的压强  $P_t$  随  $L$  不是单调变化的, 对于较小的  $L$ ,  $P_t$  随  $L$  的增加而增加, 但对于较大的  $L$ ,  $P_t$  随  $L$  的增加而减小。在文献[12]中也有相似的行为。正如文献[12, 16]中所做的讨论,  $P_t$  对  $L$  非单调的依赖是由不同因素的竞争效应导致的。对于确定密度和质子分支比的丰中子物质, 其压强随  $L$  的增大而增大, 但在图 3(a) 中我们看到  $L$  越大, 重子密度  $n_{b,t}$  越小, 从而又会导致更低的压强。这些因素导致了  $P_t$  与  $L$  之间没有明确的依赖关系, 如图 3(c) 所示。

## 4 结论

在本文中, 我们采用 CP 方法和自洽 TF 近似方法研究了原子核对称能对中子星内壳层性质的影响。我们发现对称能及其斜率参数  $L$  在决定内壳层的密度范围、pasta 相结构、壳核相变性质等方面起着重要作用。较小的  $L$  可以得到较小的中子滴出密度  $n_{\text{drip}}$  和较大的壳核相变密度  $n_{b,t}$ , 从而导致内壳层包含更大的密度范围, 同时也会有更多非球形的 pasta 相出现。壳核相变点处的质子分支比  $Y_{p,t}$  明显随  $L$  的增大而减小, 但压强  $Y_{p,t}$  与  $L$  之间却没有简单的线性依赖关系, 这些行为与对称能对密度的依赖有很大关系。本文中的数值结果依赖于所采用的计算方法和模型参数, 但得到的变化趋势与之前相关研究中的结论是一致的。

## 参考文献:

[1] LATTIMER J M, PRAKASH M. Science, 2004, **304**: 536.

- [2] CHAMEL N, HAENSEL P. Living Rev Relativ, 2008, **11**: 10.
- [3] HEISELBERG H, HJORTH-JENSEN M. Phys Rep, 2000, **328**: 237.
- [4] LATTIMER J M, PRAKASH M. Phys Rep, 2007, **442**: 109.
- [5] STEINER A W. Phys Rev C, 2008, **77**: 035805.
- [6] RAVENHALL D G, PETHICK C J, WILSON J R. Phys Rev Lett, 1983, **50**: 2066.
- [7] GRILL F, PROVIDÊNICA C, AVANCINI S S. Phys Rev C, 2012, **85**: 055808.
- [8] OKAMOTO M, MARUYAMA T, YABANA K, *et al.* Phys Rev C, 2013, **88**: 025801.
- [9] AVANCINI S S, MENEZES D P, ALLOY M D, *et al.* Phys Rev C, 2008, **78**: 015802.
- [10] WATANABE G, IIDA K, SATO K. Nucl Phys A, 2000, **676**: 455.
- [11] BAO S S, SHEN H. Phys Rev C, 2014, **89**: 045807.
- [12] OYAMATSU K, IIDA K. Phys Rev, 2007, **75**: 015801.
- [13] AVANCINI S S, CHIACCHIERA S, MENEZES D P, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 055807; 2012, **85**: 059904(E).
- [14] LI B A, CHEN L W, KO C M. Phys Rep, 2008, **464**: 113.
- [15] HOROWITZ C J, PIEKAREWICZ J. Phys Rev Lett, 2001, **86**: 5647.
- [16] DUCOIN C, MARGUERON J, PROVIDÊNICA C. Europhys Lett, 2010, **91**: 32001.
- [17] ZHANG Z, CHEN L W. Phys Lett B, 2013, **726**: 234.
- [18] DUCOIN C, MARGUERON J, PROVIDÊNICA C, *et al.* Phys Rev C, 2011, **83**: 045810.
- [19] CAVAGNOLI R, MENEZES D P, PROVIDÊNICA C. Phys Rev C, 2011, **84**: 065810.
- [20] BAO S S, HU J N, ZHANG Z W, *et al.* Phys Rev C, 2014, **90**: 045082.
- [21] SUGAHARA Y, TOKI H. Nucl Phys A, 1994, **579**: 557.
- [22] FATTOYEV F J, HOROWITZ C J, PIEKAREWICZ J, *et al.* Phys Rev C, 2010, **82**: 055803.
- [23] MARUYAMA T, TATSUMI T, VOSKRESENSKY D N, *et al.* Phys Rev C, 2005, **72**: 015802.
- [24] FANTINA A F, CHAMEL N, MUTAFCHIEVA Y D, *et al.* Phys Rev C, 2016, **93**: 015801.

## Influence of Nuclear Symmetry Energy on Neutron Star Crusts

BAO Shishao, HU Jinniu, ZHANG Zhaowen, SHEN Hong<sup>†</sup>

(*School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

**Abstract:** Within Wigner-Seitz approximation, both the coexisting phases method and the self-consistent Thomas-Fermi approximation can be used to describe the nonuniform matter consisting of nuclei, neutrons, and electrons, which may coexist in the inner crust of neutron star. Since the neutron fraction is very large, nuclear symmetry energy may have an important impact on the properties of nonuniform matter. However, the density dependence of nuclear symmetry energy around saturation density is still rather uncertain. This paper focuses on the influence of nuclear symmetry energy on the density range of inner crust, pasta phase structure, and crust-core transition density of neutron star, where the relativistic mean field theory is adopted to describe the nucleon-nucleon interaction. It is turned out that the nuclear symmetry energy and its density dependence play an import role in determining the properties of nonuniform matter in the inner crust of neutron star, which is consistent with the former related studies.

**Key words:** nuclear symmetry energy; neutron star crust; pasta phase

<http://www.npr.ac.cn>

---

**Received date:** 10 Nov. 2016; **Revised date:** 19 Dec. 2016

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China (11375089, 11405090, 11675083)

<sup>†</sup> **Corresponding author:** SHEN Hong, E-mail: [songtc@nankai.edu.cn](mailto:songtc@nankai.edu.cn).