



强磁场对 neutron 星壳层结构的影响

鲍世绍^{1,2}, 胡金牛¹, 申虹^{1*}

1. 南开大学物理科学学院, 天津 300071;

2. 山西师范大学物理与信息工程学院, 临汾 041004

* 联系人, E-mail: songtc@nankai.edu.cn

2018-01-23收稿, 2018-03-03修回, 2018-03-05接受, 2018-03-26网络版发表

国家自然科学基金(11375089, 11675083, 11775119, 11405090)资助

摘要 中子星内壳层是由原子核与其周围的自由中子气和电子气共存而构成的非均匀物质. 天文观测表明部分中子星内部可能存在高达 10^{18} G的强磁场. 因此中子星的内壳层结构会受到强磁场的明显影响. 本文采用相对论平均场理论描述核子间相互作用, 并考虑了质子和中子的反常磁矩. 利用Wigner-Seitz近似描述中子星内壳层中的非均匀分布物质, 并采用自洽Thomas-Fermi近似方法处理在强磁场环境中Wigner-Seitz原胞内的核子以及电子分布, 从而研究强磁场对中子星内壳层中的非均匀相结构以及壳核相变等性质的影响. 计算结果表明, 与无磁场情况相比, 内壳层中非均匀物质的每核子结合能、原子核pasta相结构和壳核相变密度等性质在磁场 $B \leq 10^{17}$ G的环境中不会发生明显变化. 而 $B \geq 10^{18}$ G的强磁场会对中子星内壳层中的pasta相结构产生重要影响, 使各种pasta相的每核子结合能降低, 非球形原子核出现的阈密度和壳核相变密度减小. 随着磁场强度 B 的增加, 球形Wigner-Seitz原胞的半径减小, 同时原胞内的核子分布变得更加弥散.

关键词 强磁场, 中子星, 壳层结构

一般认为, 中子星主要由4部分构成, 从外到内依次是外壳、内壳、外核、内核. 从表面到核心, 丰中子物质由亚饱和密度变到数倍核物质饱和密度, 跨越了很大的密度范围, 这为核理论研究提供了一个极好的天然实验室^[1~4]. 外壳层中, 原子核与周围的电子气共存. 随着物质密度和壳层深度的增加, 原子核中的中子丰度逐渐变大, 在密度 $n_{\text{drip}} \sim 4 \times 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$ 附近中子开始由原子核中滴出, 进入内壳层范围, 此时原子核与滴出的自由中子气以及电子气共存^[3,5,6]. 在密度相对较低时, 内壳层中稳定存在的原子核形状为球形(droplet), 随着密度的增加, 柱形(rod)、片形(slab)、管形(tube)、泡形(bubble)等结构的原子核, 即所谓的原子核pasta相可能会在内壳

层中出现^[7~10], 直到发生壳核相变进入由均匀物质构成的外核区域, 在更深层的内核区域可能会有夸克等非核子自由度的出现. 由于内壳层结构对中子星的冷却、自转周期、软 γ 辐射等天文观测起着十分重要的作用, 原子核pasta相结构和壳核相变等性质已经引起了天体物理和核物理研究者的强烈兴趣^[11~15].

近几十年来, 已有许多研究者采用不同的理论模型在零温或有限温度下对内壳层结构和壳核相变性质进行了研究^[8,9,11,16~18]. 作为软 γ 射线和不规则X射线源的磁星, 其表面磁场强度可达 $10^{12} \sim 10^{15}$ G, 内部磁场可能高达 $10^{17} \sim 10^{18}$ G^[19~21], 而在强磁场环境中关于pasta相结构和壳核相变的研

引用格式: 鲍世绍, 胡金牛, 申虹. 强磁场对 neutron 星壳层结构的影响. 科学通报, 2018, 63: 828–835

Bao S S, Hu J N, Shen H. Influence of strong magnetic fields on inner crust of neutron star (in Chinese). Chin Sci Bull, 2018, 63: 828–835, doi: 10.1360/N972018-00099

究工作则相对较少^[19~23]。最近, 文献[20, 22, 24]采用相对论平均场(relativistic mean field, RMF)理论模型, 通过寻找“np”或“npe”物质系统的热力学不稳定区域的方法研究了核物质对称能和强磁场对内壳层密度范围和壳核相变性质的影响。但是他们并没有考虑内壳层中可能存在的原子核pasta相结构。此外2011年, Nandi等人^[19]采用Skyrme相互作用和Thomas-Fermi(TF)近似方法研究了强磁场环境中仅包含球形原子核的内壳层性质。de Lima等人^[23]采用RMF理论模型和TF近似方法研究了质子分支比 $Y_p = 0.1$ 和 $Y_p = 0.3$ 时的原子核pasta相结构, 计算中忽略了核子的反常磁矩。因此有必要采用更为全面的理论模型和方法对在中子星在强磁场环境中满足 β 平衡条件的pasta相结构和壳核相变性质进行详细的研究。

本文在RMF理论框架下, 采用Wigner-Seitz(WS)近似和自洽TF近似方法描述中子星内壳层中满足 β 平衡和电中性条件的非均匀物质, 研究强磁场对内壳层中核子pasta相结构和壳核相变密度的影响。采用IUFSU模型参数^[25]进行计算, 并且考虑了质子和中子的反常磁矩。此前的研究表明, IUFSU模型可以得到最大质量约 $2M_\odot$ ($M_\odot$ 表示太阳质量)的中子星和包含非球形原子核的pasta相结构^[25, 26]。因此, 采用IUFSU模型计算可以与无磁场情况下的pasta结构进行比较。这样的研究工作有助于探讨强磁场对中子星结构的影响。

1 模型和方法

采用RMF理论研究在中子星内壳层中由质子、中子和电子构成的非均匀物质, 计算中采用的IUFSU模型参数见表1。

在RMF理论中, 核子之间通过交换标量介子 σ , 矢量介子 ω 和 ρ 发生相互作用, 带电粒子通过电磁场 A^μ 相互作用。系统的拉氏密度为

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{RMF}} = & \sum_{i=p,n} \bar{\psi}_i \left\{ i\gamma_\mu \partial^\mu - (M + g_\sigma \sigma) - \frac{1}{2} \kappa_i \sigma_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \right. \\ & \left. - \gamma_\mu \left[g_\omega \omega^\mu + \frac{g_\rho}{2} \tau_a \rho^{a\mu} + \frac{e}{2} (1 + \tau_3) A^\mu \right] \right\} \psi_i \\ & + \bar{\psi}_e \left[i\gamma_\mu \partial^\mu - m_e + e\gamma_\mu A^\mu \right] \psi_e \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \partial^\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 - \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 \\ & - \frac{1}{4} W_{\mu\nu} W^{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu + \frac{1}{4} c_3 (\omega_\mu \omega^\mu)^2 \\ & - \frac{1}{4} R_{\mu\nu}^a R^{a\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho_\mu^a \rho^{a\mu} \\ & + \Lambda_v (g_\omega^2 \omega_\mu \omega^\mu) (g_\rho^2 \rho_\mu^a \rho^{a\mu}) \\ & - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $W^{\mu\nu}$, $R^{a\mu\nu}$, $F^{\mu\nu}$ 分别是对应于介子场 ω^μ , $\rho^{a\mu}$ 以及电磁场 A^μ 的全反对称场张量, $\kappa_{p(n)}$ 是质子(中子)的反常磁矩。在RMF理论近似下, 一个静态系统中介子场和电磁场的非零期待值分别为 $\sigma = \langle \sigma \rangle$, $\omega = \langle \omega^0 \rangle$, $\rho = \langle \rho^{30} \rangle$, 以及 $A = \langle A^0 \rangle$ 。根据拉氏密度(1), 通过求解欧拉-拉格朗日方程可以得到介子场和电磁场的运动方程

$$-\nabla^2 \sigma + m_\sigma^2 \sigma + g_2 \sigma^2 + g_3 \sigma^3 = -g_\sigma (n_p^s + n_n^s), \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & -\nabla^2 \omega + m_\omega^2 \omega + c_3 \omega^3 + 2\Lambda_v g_\omega^2 g_\rho^2 \rho^2 \omega \\ & = g_\omega (n_p + n_n), \end{aligned} \quad (3)$$

$$-\nabla^2 \rho + m_\rho^2 \rho + 2\Lambda_v g_\omega^2 g_\rho^2 \omega^2 \rho = \frac{g_\rho}{2} (n_p - n_n), \quad (4)$$

$$-\nabla^2 A = e (n_p - n_e). \quad (5)$$

其中 n_i^s 和 n_i ($i = p, n$)分别是核子的标量密度和重子数密度, n_e 是电子数密度。在零温下, 一个非均匀系统的定域能量密度为

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{rmf}}(r) = & \sum_{i=p,n,e} \varepsilon_i \\ & + \frac{1}{2} (\nabla \sigma)^2 + \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 + \frac{1}{3} g_2 \sigma^3 + \frac{1}{4} g_3 \sigma^4 \\ & - \frac{1}{2} (\nabla \omega)^2 - \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^2 - \frac{1}{4} c_3 \omega^4 + g_\omega \omega (n_p + n_n) \\ & - \frac{1}{2} (\nabla \rho)^2 - \frac{1}{2} m_\rho^2 \rho^2 - \Lambda_v g_\omega^2 g_\rho^2 \omega^2 \rho^2 \\ & + \frac{g_\rho}{2} \rho (n_p - n_n) \\ & - \frac{1}{2} (\nabla A)^2 + eA (n_p - n_e). \end{aligned} \quad (6)$$

假设系统处于磁场方向沿z轴正方向的均匀外加磁场 B 中, $A^\mu = (0, 0, Bx, 0)$, 则式(6)中质子能量密度为

表1 IUFSU模型参数(质量单位为MeV)

Table 1 The IUFSU model parameter (The masses are given in MeV)

M	m_σ	m_ω	m_ρ	g_σ	g_ω	g_ρ	g_2 (fm $^{-1}$)	g_3	c_3	Λ_v
939.0	491.500	782.5	763.0	9.9713	13.0321	13.5899	-8.4929	0.4877	144.2195	0.046

$$\varepsilon_p = \frac{eB}{4\pi^2} \sum_v \sum_s \left[k_{f,v,s}^p E_f^p + \left(\sqrt{M^{*2} + 2veB} - s\kappa_p B \right)^2 \times \ln \left| \frac{k_{f,v,s}^p + E_f^p}{\sqrt{M^{*2} + 2veB} - s\kappa_p B} \right| \right], \quad (7)$$

其中 s 和 v 分别表示质子自旋和朗道能级, $M^* = M + g_\sigma \sigma$ 是有效核子质量. 式(7)中质子费米能量的表达式为

$$E_f^p = \sqrt{k_{f,v,s}^2 + \left(\sqrt{M^{*2} + 2veB} - s\kappa_p B \right)^2}. \quad (8)$$

中子能量密度 ε_n 可以写为

$$\begin{aligned} \varepsilon_n = & \frac{1}{4\pi^2} \sum_s \left\{ \frac{1}{2} k_{f,s}^n E_f^{n3} \right. \\ & - \frac{2}{3} s\kappa_n B E_f^{n3} \left(\arcsin \frac{M^* - s\kappa_n B}{E_f^n} - \frac{\pi}{2} \right) \\ & - \left(\frac{s\kappa_n B}{3} + \frac{M^* - s\kappa_n B}{4} \right) \\ & \times \left[(M^* - s\kappa_n B) k_{f,s}^n E_f^n \right. \\ & \left. \left. + (M^* - s\kappa_n B)^3 \ln \left| \frac{k_{f,s}^n + E_f^n}{M^* - s\kappa_n B} \right| \right] \right\}. \quad (9) \end{aligned}$$

中子费米能量的表达式为

$$E_f^n = \sqrt{k_{f,s}^2 + (M^* - s\kappa_n B)^2}. \quad (10)$$

方程(6)中电子能量密度可以写为

$$\begin{aligned} \varepsilon_e = & \frac{eB}{4\pi^2} \sum_v \sum_s \left[k_{f,v,s}^e E_f^e \right. \\ & \left. + (m_e^2 + 2veB) \ln \left| \frac{k_{f,v,s}^e + E_f^e}{\sqrt{m_e^2 + 2veB}} \right| \right], \quad (11) \end{aligned}$$

其中电子费米能量表达式为

$$E_f^e = \sqrt{k_{f,v,s}^2 + m_e^2 + 2veB}. \quad (12)$$

利用WS近似描述内壳层中的非均匀物质, 假设每个WS原胞中只包含一个原子核, 原子核与其周围

的中子气共存, 自由电子气分布在原胞中, 内壳层结构是WS原胞的周期性重复. 在WS原胞中, 电中性条件

$$N_p = N_e, \quad (13)$$

和 β 平衡条件

$$\mu_n = \mu_p + \mu_e, \quad (14)$$

需要同时满足. 式(13)中 N_p 和 N_e 分别是WS原胞内的总质子数和总电子数. 式(14)中 $\mu_{n,p,e}$ 分别是原胞内相应粒子的化学势. 考虑了内壳层中可能出现的5种不同形状的原子核pasta相结构(球形、柱形、片形、管形、泡形), 原子核形状也决定了相应WS原胞的形状. 不同形状WS原胞的体积为

$$V_{\text{cell}} = \begin{cases} \frac{4}{3}\pi r_{\text{ws}}^3, & \text{(球形和泡形),} \\ l\pi r_{\text{ws}}^2, & \text{(柱形和管形),} \\ 2r_{\text{ws}}l^2, & \text{(片形).} \end{cases} \quad (15)$$

在方程(15)中, 对于球形和泡形结构, r_{ws} 是原胞半径; 对于柱形和管形结构, l 是母线长度, r_{ws} 为横切面半径; 对于片形结构, 假设横切面形状是边长为 l 的正方形, 厚度为 $2r_{\text{ws}}$. 为简单起见, 假设片形原胞内的物质只在厚度方向是非均匀的, 其余形状的原胞内的物质只在径向 r_{ws} 方向为非均匀分布. 因此, l 的大小并不会影响系统的能量密度, 取值可以有一定的任意性. 为方便描述, 在下文中把不同形状结构的 r_{ws} 统称为WS原胞半径.

本文采用自洽TF近似方法描述WS原胞内的非均匀分布物质. 在自洽TF近似方法中, 给定WS原胞内的平均重子数密度 n_b 和原胞半径 r_{ws} , 原胞内的核子和电子分布可以利用电中性条件式(13)和 β 平衡条件式(14)通过自洽求解方程组式(2)~(5)得到, 通过方程式(6)可以得到WS原胞内的能量密度分布. 在整个WS原胞内对能量密度积分可以得到原胞内的总能量

$$E_{\text{cell}} = \int_{\text{cell}} \varepsilon_{\text{rmf}}(\mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (16)$$

从而可以获得WS原胞内的每核子结合能

$$E/N = \frac{E_{\text{cell}}}{N} - M, \quad (17)$$

其中 $N = N_p + N_n = n_b V_{\text{cell}}$ 是原胞内的总核子数. 当给定WS原胞形状时, 通过改变WS原胞半径 r_{ws} 重复上述计算过程, 寻找使每核子结合能 E/N 取极小值的原胞半径 r_{ws} . 对每一个给定的平均重子数密度 n_b , 需要对5种不同形状结构的WS原胞进行上述计算, 得到各自的最低每核子结合能, 然后进行比较, 得到在密度 n_b 下最稳定(E/N 最小)的形状结构. 为了考察是否发生壳核相变, 需要与满足 β 平衡条件的电中性均匀物质的每核子结合能进行比较, 从而判断是否均匀物质的每核子结合能低于pasta相的每核子结合能.

2 结果与讨论

采用WS近似和自洽TF近似方法计算中子星内壳层的pasta相结构和壳核相变等性质. 本节展示并讨论得到的数值计算结果.

图1给出了平均重子数密度 $n_b = 0.025 \text{ fm}^{-3}$, 磁场 $B = 10^{17} \text{ G}$ 时, 球形WS原胞内的每核子结合能 E/N 随WS原胞半径 r_{ws} 的变化. 可以看到 E/N 随 r_{ws} 是非单调变化的, 在 $r_{\text{ws}}^{\text{min}} = 24.7 \text{ fm}$ 时, E/N 取得极小值. 事实上, 在 $n_b = 0.025 \text{ fm}^{-3}$, $B = 10^{17} \text{ G}$ 的条件下球形结构的每核子结合能随 r_{ws} 变化取得的极小值比其他4种形状的每核子结合能 E/N 的极小值都低, 而且也低于均匀物质的每核子结合能, 因此该条件下最稳定的原子核形状为球形. 从表2中的结果可以看到, 在 $B = 10^{17} \text{ G}$ 的环境中, 平均重子数密度低于 0.0473 fm^{-3} 时, 球形原子核的每核子结合能总是最低的. 发现库仑能对每核子结合能的贡献为

$$E_{\text{Coul}}/N = \frac{\int_{\text{cell}} \left[-\frac{1}{2}(\nabla A)^2 + eA(n_p - n_e) \right] d\mathbf{r}}{N}, \quad (18)$$

随原胞半径 r_{ws} 的增加单调增加, 而电子能量对每核子结合能的贡献为

$$E_e/N = \frac{\int_{\text{cell}} \epsilon_e d\mathbf{r}}{N}, \quad (19)$$

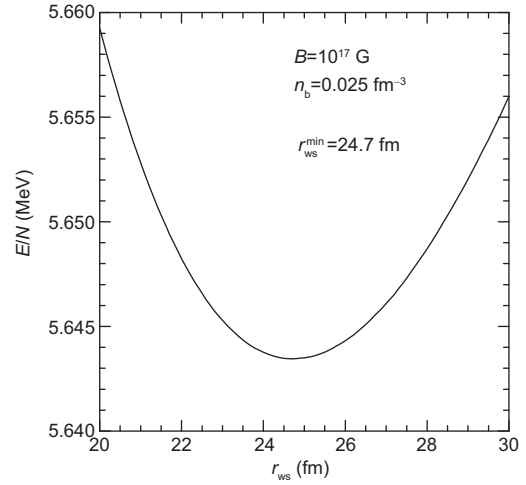


图1 在重子数密度 $n_b = 0.025 \text{ fm}^{-3}$, 磁场 $B = 10^{17} \text{ G}$ 时, 球形WS原胞中的每核子结合能 E/N 随原胞半径 r_{ws} 的变化

Figure 1 Binding energy per nucleon E/N as a function of radius of spherical WS cell r_{ws} at baryon density $n_b = 0.025 \text{ fm}^{-3}$ with magnetic fields $B = 10^{17} \text{ G}$

随 r_{ws} 单调递减, 这些行为与文献[19]中的变化趋势一致, 正是由于库仑能和其他作用的相互竞争导致存在一个原胞半径 $r_{\text{ws}}^{\text{min}}$ 使系统能量密度取极小值, 从而可以使系统处于稳定状态.

表2给出了在不同磁场强度下中子星内壳层中各种pasta相开始出现的起始密度和壳核相变密度, 即外核中均匀物质开始出现的密度. 在密度很低时内壳层中稳定存在的是球形原子核, 所以在表2中没有列出球形原子核的起始密度. 文献[27]中采用IUFSU模型计算的结果表明, 在没有磁场($B = 0$)时, 内壳层的起始密度约为 $1.8 \times 10^{-4} \text{ fm}^{-3}$. 从表2中可以看到, 在无磁场($B = 0$)情况下, 当重子数密度 n_b 低于 0.0476 fm^{-3} 时, 球形原胞中的每核子结合能低于其他pasta相以及均匀物质的每核子结合能, 因此在该密度范围内壳层中稳定存在的原子核是球形核. 从 $n_b = 0.0476 \text{ fm}^{-3}$ 开始, 柱形原胞内的每核子结合能低于球形原胞的每核子结合能, 取代球形核成为最稳定的结构, 直到 $n_b = 0.0620 \text{ fm}^{-3}$ 时片形结构成为最稳定相. 随着密度的增加, 管形和泡形等其他形状的原子核依次出现. 在重子数密度 $n_b = 0.0916 \text{ fm}^{-3}$ 时, 均匀物质的每核子结合能开始低于各种pasta相的每核子结合能, 即发生壳核相变, 外核开始出现. 在强磁场($B = 10^{17}, 10^{18} \text{ G}$)环境中, 也可以看到相似的变化. 与无磁场($B = 0$)环境中

表2 不同磁场强度下各种pasta相和外核中均匀物质的起始密度

Table 2 Onset density of pasta phases and uniform matter in outer core within different strength of magnetic fields

磁场强度	起始密度(fm^{-3})					
	球形	柱形	片形	管形	泡形	均匀物质
0	—	0.0476	0.0620	0.0794	0.0851	0.0916
10^{17} G	—	0.0473	0.0630	0.0768	0.0849	0.0913
10^{18} G	—	0.0400	0.0556	0.0738	0.0807	0.0842

的结果相比,当强磁场存在时,非球形原子核会更早地出现,壳核相变也发生在更低的密度,但是并没有使任何一种结构消失.文献[23]中采用NL3和TM1两种模型,忽略了质子和中子的反常磁矩,在固定质子分支比($Y_p = 0.1, 0.3$)的条件下计算了原子核pasta相性质,发现壳核相变密度随磁场强度是非单调变化的.这表明强磁场下原子核pasta相结构性质还存在许多不确定性,需要进一步的研究.同时我们也可以看到,在 $B = 10^{17}$ G时得到的结果与 $B = 0$ 时的结果非常接近,这表明强度低于 10^{17} G的磁场对 neutron star 内壳层的影响很小.只有在磁场强度达到 $B = 10^{18}$ G时,才会对内壳层结构产生比较明显的影响.这一现象也可以从图2中看到.

图2中给出了磁场 $B = 0$ 和 $B = 10^{17}$ G (a), $B = 10^{18}$ G (b) 时内壳层中原子核pasta相的每核子结合能 E/N 随重子数密度 n_b 的变化.为便于比较,同时给出了不同磁场强度下满足 β 平衡条件的电中性均匀物质(uniform)的每核子结合能随重子数密度的变化.从图2(a)可以看到, $B = 0$ 和 $B = 10^{17}$ G 2种不同环境中得到的pasta相的结合能非常接近,两条曲线几乎完全重合,同时两种环境下得到的均匀物质 E/N 随 n_b 变化的曲线也基本一致.这表明 $B = 10^{17}$ G的强磁场对核物质的影响很小.在低密度时, pasta相的能量低于均匀物质的能量,原子核以pasta结构稳定存在.在壳核相变密度处,均匀物质的每核子结合能开始低于pasta相能量,进入中子星的外核区域.对比图2(a)和(b)发现, (b)中 $B = 10^{18}$ G时得到的pasta相和均匀物质的每核子结合能均明显低于(a)中无磁场($B = 0$)和 $B = 10^{17}$ G时得到的结果.这是由于存在强磁场时朗道能级的简并会使状态方程变软所致.

在本节的最后,讨论WS原胞内的核子分布情况.图3分别给出了在平均重子数密度 $n_b = 0.01 \text{ fm}^{-3}$ ((a)~(c))与 $n_b = 0.03 \text{ fm}^{-3}$ ((d)~(f)), 磁场 $B = 0$ ((a),

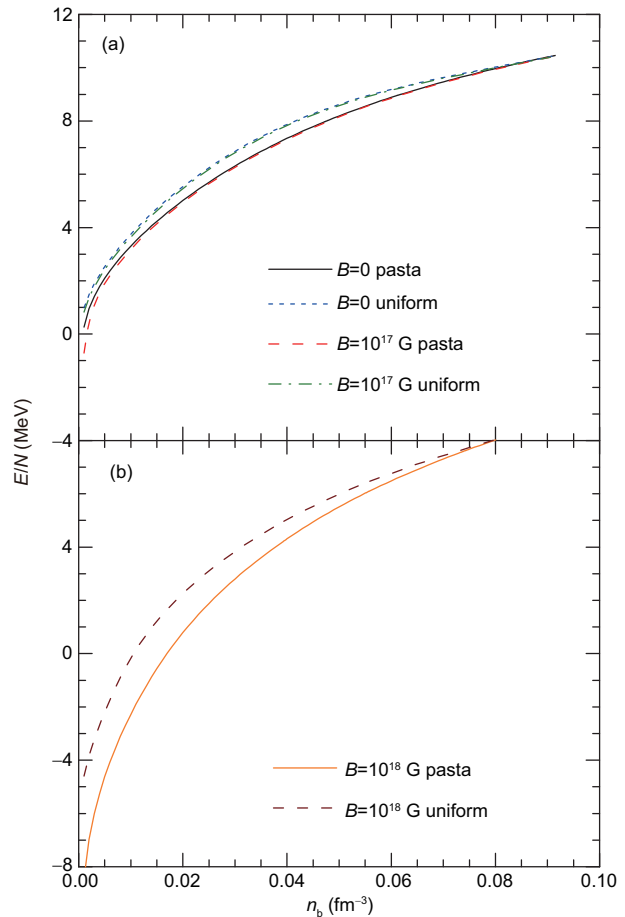


图2 (网络版彩色)pasta相和均匀物质中的每核子结合能 E/N 随重子数密度 n_b 的变化. (a) 无磁场($B = 0$)和磁场 $B = 10^{17}$ G; (b) 磁场 $B = 10^{18}$ G

Figure 2 (Color online) Binding energy per nucleon E/N as a function of baryon density n_b of pasta phases and uniform matter. (a) Without magnetic fields ($B = 0$) and strong magnetic fields $B = 10^{17}$ G; (b) strong magnetic fields $B = 10^{18}$ G

(d)), $B = 10^{17}$ G ((b), (e)) 和 $B = 10^{18}$ G ((c), (f)) 时, 球形WS原胞在 $z = 0$ 的横切面内的重子数密度分布. WS原胞的边界用虚线表示. 由于假设WS原胞内的核子分布在球形原胞中是球对称的, 因此核子在该横切面内的分布可以反映其在原胞中的径向分布. 从图3中可以看出, 核子在WS原胞内是连续分布的, 原胞中心区域的原子核相密度明显较高, 原胞边界处的中子气密度较低. 但是原子核与周围的中子气并没有明确的边界. 这是采用自洽TF近似方法计算的特点. 对比图3(a)~(c) (或(d)~(f)) 发现在平均重子数密度 n_b 确定时, WS原胞半径 r_{ws} 随磁场的增加而减小, 尤其是在 $B = 10^{18}$ G时 r_{ws} 明显变小, 但

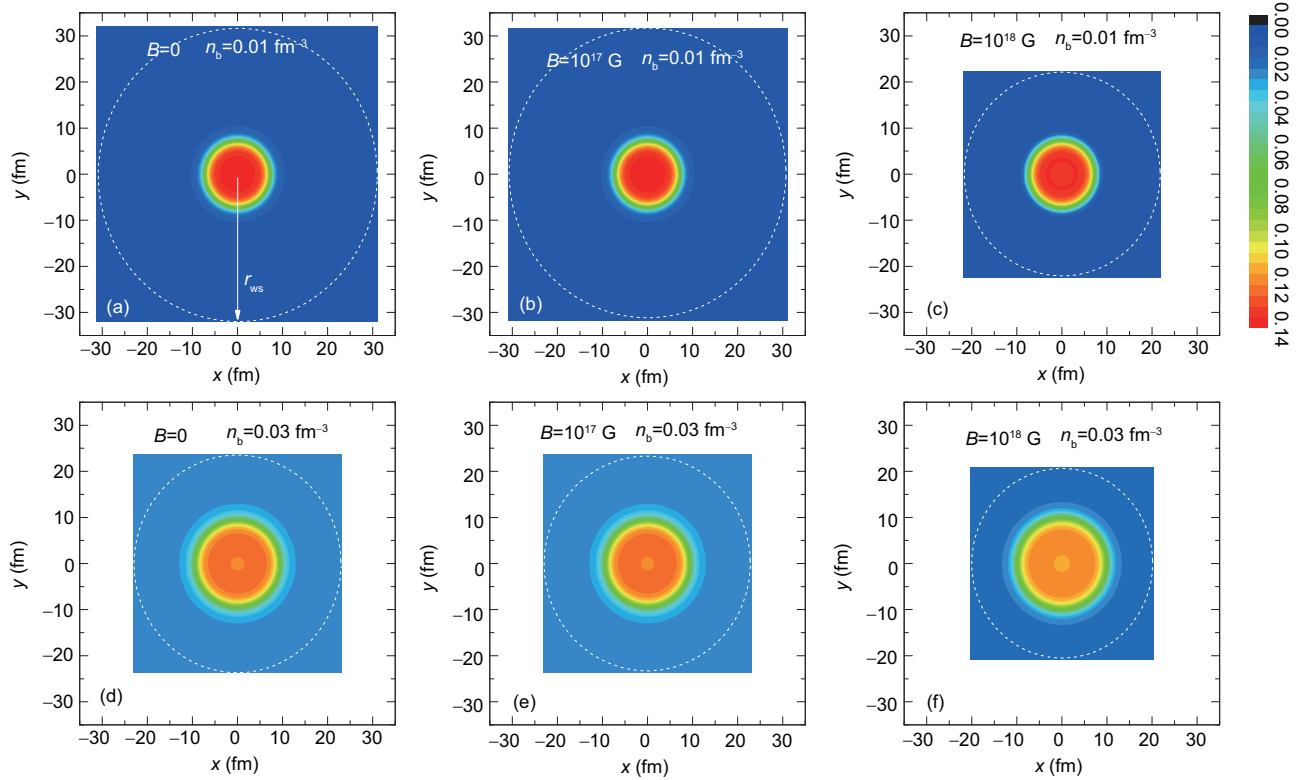


图3 (网络版彩色)平均重子数密度 $n_b = 0.1 \text{ fm}^{-3}$ ((a)~(c))和 $n_b = 0.3 \text{ fm}^{-3}$ ((d)~(f)), 磁场 $B = 0$ ((a), (d))和强磁场 $B = 10^{17} \text{ G}$ ((b), (e)), $B = 10^{18} \text{ G}$ ((c), (f))时球形WS原胞中重子数密度的径向分布, 右侧图例中的重子数密度单位是(fm^{-3}). WS原胞的边界用虚线给出

Figure 3 (Color online) The radial baryon density distribution of spherical WS cell at $n_b = 0.1 \text{ fm}^{-3}$ ((a)~(c)) and $n_b = 0.3 \text{ fm}^{-3}$ ((d)~(f)) with $B = 0$ ((a), (d)), strong magnetic fields $B = 10^{17} \text{ G}$ ((b), (e)) and $B = 10^{18} \text{ G}$ ((c), (f)). The density unit in legend is given in fm^{-3} , and the boundary of WS cell is shown in dashed line

原胞中心区域的高密度原子核相的范围变大. 这种变化趋势与文献[23]中固定质子分子比 $Y_p = 0.1$ 时和文献[19]中得到的结果定性一致. 在相同磁场强度下((a)和(d), (b)和(e), (c)和(f)), 原胞半径 r_{ws} 明显随平均重子数密度的增加而减小, 但原子核尺度明显增大. 同时可以看到原胞边界处的中子气密度增加, 原胞中心区域的重子数密度减小, 整个WS原胞内的核子分布变得更加弥散. 在密度相同时, $B = 10^{17} \text{ G}$ 和 $B = 0$ 时得到的核子分布((a)和(b), (d)和(e))非常接近, 这表明 $B = 10^{17} \text{ G}$ 的磁场对系统的影响很小, 这与前面得到的结果一致.

3 总结

本文利用RMF理论中的IUFUSU模型, 考虑了核子的反常磁矩, 采用WS近似和自洽TF近似方法描

述中子星内壳层中的非均匀分布物质, 研究了强磁场对原子核pasta相结构和壳核相变等性质的影响, 并且与文献[19, 23]中的相关研究结果进行对比. 我们发现, $B = 10^{17} \text{ G}$ 时的强磁场对内壳层结构的影响很小, 计算结果与 $B = 0$ 时的结果非常接近, 原子核的pasta相结构, 壳核相变密, 每核子结合能, 球形WS原胞中的核子分布等并没有明显改变. 当磁场强度增大为 $B = 10^{18} \text{ G}$ 时, 非球形原子核出现的起始密度和壳核相变密度明显减小, 但 $B = 0$ 时出现的各种pasta结构均全部出现. 磁场 B 确定时, 球形WS原胞的半径 r_{ws} 随平均重子数密度 n_b 的增加而减小, 而原胞边界处的中子气密度和原胞中心区域的原子核尺度都随 n_b 的增加而增加, 从而使原胞内的核子分布更加弥散. 在相同的 n_b 处, 球形原胞半径 r_{ws} 随磁场的增加而减小. 这之前相关研究中采用其他模型方法计算得到的结果定性一致.

参考文献

- 1 Lattimer J M, Prakash M. The physics of neutron stars. *Science*, 2004, 304: 536–542
- 2 Weber F. Strange quark matter and compact stars. *Prog Part Nucl Phys*, 2005, 54: 193–228
- 3 Lattimer J M, Prakash M. Neutron star observations: Prognosis for equation of state constraints. *Phys Rep*, 2007, 442: 109–165
- 4 Haensel P, Potekhin A Y, Yakovlev D G. *Neutron Stars 1: Equation of State and Structure*. New York: Springer, 2007
- 5 Heiselberg H, Hjorth-Jensen M. Phases of dense matter in neutron stars. *Phys Rep*, 2000, 328: 237–327
- 6 Steiner A W. Neutron star inner crust: Nuclear physics input. *Phys Rev C*, 2008, 77: 035805
- 7 Ravenhall D G, Pethick C J, Wilson J R. Structure of matter below nuclear saturation density. *Phys Rev Lett*, 1983, 50: 2066–2069
- 8 Watanabe G, Iida K, Sato K. Thermodynamic properties of nuclear “pasta” in neutron star crusts. *Nucl Phys A*, 2000, 676: 455–473
- 9 Oyamatsu K, Iida K. Symmetry energy at subnuclear densities and nuclei in neutron star crusts. *Phys Rev C*, 2007, 75: 015801
- 10 Schneider A S, Horowitz C J, Hughto J, et al. Nuclear “pasta” formation. *Phys Rev C*, 2013, 88: 065807
- 11 Grill F, Providência C, Avancini S S. Neutron star inner crust and symmetry energy. *Phys Rev C*, 2012, 85: 055808
- 12 Okamoto M, Maruyama T, Yabana K, et al. Nuclear “pasta” structures in low-density nuclear matter and properties of the neutron-star crust. *Phys Rev C*, 2013, 88: 025801
- 13 Li B A, Chen L W, Ko C M. Recent progress and new challenges in isospin physics with heavy-ion reactions. *Phys Rep*, 2008, 464: 113–281
- 14 Pons J A, Viganò D, Rea N. A highly resistive layer within the crust of X-ray pulsars limits their spin periods. *Nat Phys*, 2013, 9: 431–434
- 15 Yakovlev D G, Pethick C J. Neutron star cooling. *Annu Rev Astron Astrophys*, 2004, 42: 169–210
- 16 Avancini S S, Menezes D P, Alloy M D, et al. Warm and cold pasta phase in relativistic mean field theory. *Phys Rev C*, 2008, 78: 015802
- 17 Avancini S S, Chiacchiera S, Menezes D P, et al. Warm “pasta” phase in the Thomas-Fermi approximation. *Phys Rev C*, 2012, 85: 059904(E)
- 18 Ducoin C, Margueron J, Providência C, et al. Core-crust transition in neutron stars: Predictivity of density developments. *Phys Rev C*, 2011, 83: 045810
- 19 Nandi R, Bandyopadhyay D, Mishustin I N, et al. Inner crusts of neutron stars in strongly quantizing magnetic fields. *Astrophys J*, 2011, 736: 156
- 20 Fang J J, Pais H, Pratapsi S, et al. Effect of strong magnetic fields on the crust-core transition and inner crust of neutron stars. *Phys Rev C*, 2017, 95: 045802
- 21 Chen Y J. Thermodynamical instabilities under strong magnetic fields. *Phys Rev C*, 2017, 95: 035807
- 22 Fang J J, Pais H, Pratapsi S, et al. Crust-core transition of a neutron star: Effects of the symmetry energy and temperature under strong magnetic fields. *Phys Rev C*, 2017, 95: 062801(R)
- 23 de Lima R C R, Avancini S S, Providência C. Effect of strong magnetic fields on the nuclear “pasta” phase structure. *Phys Rev C*, 2013, 88: 035804
- 24 Fang J J, Pais H, Avancini S, et al. Larger and more heterogeneous neutron star crusts: A result of strong magnetic fields. *Phys Rev C*, 2016, 94: 062801(R)
- 25 Fattoyev F J, Horowitz C J, Piekarewicz J, et al. Relativistic effective interaction for nuclei, giant resonances, and neutron stars. *Phys Rev C*, 2010, 82: 055803
- 26 Bao S S, Shen H. Impact of the symmetry energy on nuclear pasta phases and crust-core transition in neutron stars. *Phys Rev C*, 2015, 91: 015807
- 27 Bao S S, Hu J N, Zhang Z W, et al. Effects of the symmetry energy on properties of neutron star crusts near the neutron drip density. *Phys Rev C*, 2014, 90: 045802

Summary for “强磁场对 neutron 星壳层结构的影响”

Influence of strong magnetic fields on inner crust of neutron star

Shishao Bao^{1,2}, Jinniu Hu¹ & Hong Shen^{1*}

¹ School of Physics, Nankai University, Tianjin 300071, China;

² School of Physics and Information Engineering, Shanxi Normal University, Linfen 041004, China

* Corresponding author, E-mail: songtc@nankai.edu.cn

It is generally believed that a neutron star mainly consists of four parts, that is to say, outer crust, inner crust, outer core, and inner core. From neutron drip density to crust-core transition density, the inner crust of neutron star is a nonuniform system where nuclei coexist with nucleon and electron gases surrounding them. As density increases, the nuclear pasta phases with different shapes, such as droplet, rod, slab, tube, and bubble may appear in the inner crust. Astronomical observations indicate that strong magnetic fields, which may be as high as 10^{18} G, may exist in some neutron stars. So, the crust structure of neutron star may be influenced significantly by the strong magnetic fields. Consequently, a number of astrophysical observations, such as the neutron star oscillations and glitches in the spin rate of pulsars may be affected by the properties of inner crust. In this paper, we adopt the relativistic mean-field theory to describe the nuclear interaction, and anomalous magnetic moments of proton and neutron are considered as well. In order to study the effects of strong magnetic fields on the properties of nonuniform nuclear matter in inner crust and crust-core transition of neutron stars, we adopt the Wigner-Seitz approximation to describe the nonuniform matter in inner crust, where only one nucleus exists in a Wigner-Seitz cell. Meanwhile, the charge neutrality and β equilibrium conditions are satisfied. We adopt the self-consistent Thomas-Fermi approximation to obtain the distributions of nucleons and electrons in a Wigner-Seitz cell under strong magnetic fields, and then we calculate the binding energy per nucleon and the properties of Wigner-Seitz cell. It turns out that the properties of inner crust structure and the crust-core transition would not change much with strong magnetic fields $B \leq 10^{17}$ G comparing with $B = 0$. The nucleon distribution, binding energy per nucleon, radius of Wigner-Seitz cell, onset density of various nonspherical pasta phases, and crust-core density with $B = 10^{17}$ G are very similar to the corresponding results with $B = 0$. However, the strong magnetic fields $B \geq 10^{18}$ G play an important role in determining the pasta phase structure. As a result, the radius of spherical Wigner-Seitz cell, the binding energy per nucleon of various kinds of pasta phases, and the onset densities of nonspherical nuclei and crust-core transition decrease with increasing B , while the area of high density in Wigner-Seitz cell increases. For fixed strength of magnetic fields, as the average baryon density in Wigner-Seitz cell increases, the radius of Wigner-Seitz cell decreases, but the area of high density in the center of the cell increases. The nucleon density at the boundary of Wigner-Seitz cell increases with increasing average baryon density for fixed strength magnetic fields, while the nucleon density at the center area of the cell decreases, which leads to the nucleon distribution in the cell becomes more dispersive.

strong magnetic fields, neutron star, crust structure

doi: 10.1360/N972018-00099