



# 相对论 Hartree-Fock 理论中的核物质对称能

孙保元\*

兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000

\* 联系人, E-mail: sunby@lzu.edu.cn

收稿日期: 2015-07-16; 接受日期: 2015-09-29; 网络出版日期: 2015-12-15

国家自然科学基金(批准号: 11205075, 11375076)和高等学校博士学科点专项科研基金新教师类资助课题(编号: 20120211120002)资助项目

**摘要** 文章回顾了利用相对论 Hartree-Fock 理论研究核物质对称能的一些相关工作。首先简要介绍了新发展的密度依赖的相对论 Hartree-Fock 理论描述核物质体系的理论框架。随后从三个方面总结了相对论 Hartree-Fock 理论中的对称能物理, 包括交换项对增强对称能的密度依赖性所起的作用, 超子引起的交换项效应对对称能的额外软化作用, 以及提取对称能中的自洽张量力效应等。最后, 讨论了通过约束对称能的密度依赖行为改进理论模型的一点建议。

**关键词** 对称能, 协变密度泛函理论, 交换项, 张量力, 超子

**PACS:** 21.30.Fe, 21.60.Jz, 21.65.-f, 26.60.-c, 13.75.Ev

## 1 引言

对称能是核物理中研究同位旋相关物理的重要特征量。在理想的核物质中, 对称能的大小一般可近似由对称核物质与纯中子物质平均每核子能量的差值来确定。对称能在不同密度条件下的行为, 对于深入理解原子核结构、核反应以及核天体物理中相关现象起着关键作用。例如原子核的中子皮或晕现象, 同位旋相关的集体激发, 原子核裂变及重离子碰撞反应, 中子星半径及冷却机制等<sup>[1–6]</sup>。由于实验和理论的不确定性, 对称能的高密行为仍未能严格确定<sup>[7–9]</sup>。实验方面, 问题主要来自于实验方法限制使得难以确定对称能敏感观测量以及实验测量误差等; 理论方面, 由于缺乏对核力介质效应的准确认识, 问

题可能来自于模型物理近似以及外推过程的不确定性等。对同位旋相关特征物理量开展更加精确的实验测量或天文观测, 进而约束对称能的密度依赖性, 是当今核物理研究中的热点和重大课题之一<sup>[10]</sup>。

协变密度泛函(CDF)理论基于核力的介子交换图像, 自洽考虑了自旋-轨道耦合相互作用, 成功应用于描述核物质饱和点以及有限原子核基态与激发态性质<sup>[11–18]</sup>。其常用模型有: 包含非线性自耦合的相对论平均场(NLRMF)模型<sup>[19–22]</sup>、密度依赖的相对论平均场(DDRMF)模型<sup>[22–25]</sup>、点耦合形式的相对论平均场(PCRMF)模型<sup>[26–29]</sup>等。但这些模型在介子交换图像中只考虑了直接项(即 Hartree 项), 而忽略了交换项(即 Fock 项), 因此难以考虑  $\pi$  介子交

**引用格式:** 孙保元. 相对论 Hartree-Fock 理论中的核物质对称能. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2016, 46: 012018

Sun B Y. Symmetry energy of nuclear matter in relativistic Hartree-Fock theory (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2016, 46: 012018, doi: 10.1360/SSPMA2015-00368

换引起的贡献,也无法自治考虑核力的非局域效应。早期在协变密度泛函理论中包含交换项的尝试遭遇一些困难,例如给出核物质不可压缩系数过大、原子核难以束缚、破坏手征对称性、违反泡利不相容原理以及理论形式过于复杂等<sup>[30–34]</sup>。虽然这些尝试取得了一定进展,但与相对论平均场(RMF)模型所取得的成功相比,其对原子核系统的定量描述无论是从精度还是可扩展性上都存在着较大差距。随着计算装置的革新以及数值技术的进步,近来相对论Hartree-Fock(RHF)理论的发展取得了重要突破。2006年,Long等人<sup>[35]</sup>发展了密度依赖介子-核子耦合形式的相对论Hartree-Fock(DDRHF)理论,提出有效相互作用PKO1等参数组。在没有忽略交换项以及可调有效相互作用参数未显著增加的情况下,DDRHF理论对原子核性质给出了与相对论平均场理论同样精度的描述,成功应用于原子核基态<sup>[35–45]</sup>、激发态<sup>[46–48]</sup>以及核天体相关物理<sup>[49–52]</sup>的研究当中。

研究发现,在协变密度泛函理论中包含交换项可以显著地改进同位旋相关的核结构描述。交换项的引入导致了自能的动量相关性,改进了中子和质子有效质量的同位旋及能量依赖性<sup>[35]</sup>。发现同位旋矢量介子-核子耦合道中的交换项贡献对于原子核壳结构演化具有重要的作用<sup>[36,37]</sup>。另一方面,来自于同位旋标量介子-核子耦合道的交换项贡献又对原子核自旋-同位旋激发模式的自治描述有着重要影响<sup>[46,47]</sup>。由于在同位旋相关的核结构描述方面所取得的成功,DDRHF理论也用于研究核物质的对称能物理<sup>[49,50,52,53]</sup>。研究发现同位旋标量介子-核子耦合道的交换项对于对称能密度依赖性有重要贡献。

在这篇评述论文中,将系统总结相对论Hartree-Fock理论中研究核物质对称能的相关进展,包括对称能在不同密度下的性质及其中交换项所起的作用,并进一步讨论超子引起的交换项效应,通过对对称能的不同部分进行分解尝试研究核力的张量力及短程关联部分对结果的影响,进而给出一些可能改进DDRHF能量密度泛函(EDF)的建议。

## 2 理论框架

相对论Hartree-Fock理论的出发点是含有核子

和介子自由度的有效拉格朗日量密度。核子场可以由Dirac旋量来构建,并通过引入 $\sigma, \omega, \rho, \pi$ 四种介子场以及光子场有效地处理介质中核子-核子有效相互作用<sup>[35,49]</sup>。DDRHF有效拉格朗日量密度的一般形式可写为

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \mathcal{L}_M + \mathcal{L}_I + \mathcal{L}_\sigma + \mathcal{L}_\omega + \mathcal{L}_\rho + \mathcal{L}_\pi \\ = & \bar{\psi} [i\gamma^\mu \partial_\mu - M] \psi + \bar{\psi} \left[ -g_\sigma \sigma - g_\omega \gamma^\mu \omega_\mu \right. \\ & \left. - g_\rho \gamma^\mu \vec{\tau} \cdot \vec{\rho}_\mu + \frac{f_\rho}{2M} \sigma_{\mu\nu} \partial^\nu \vec{\rho}^\mu \cdot \vec{\tau} - \frac{f_\pi}{m_\pi} \gamma_5 \gamma^\mu \partial_\mu \vec{\pi} \cdot \vec{\tau} \right] \psi \\ & + \frac{1}{2} \partial^\mu \sigma \partial_\mu \sigma - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^2 - \frac{1}{4} \Omega^{\mu\nu} \Omega_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\omega^2 \omega^\mu \omega_\mu \\ & - \frac{1}{4} \vec{R}^{\mu\nu} \cdot \vec{R}_{\mu\nu} + \frac{1}{2} m_\rho^2 \vec{\rho}^\mu \cdot \vec{\rho}_\mu \\ & + \frac{1}{2} \partial^\mu \vec{\pi} \cdot \partial_\mu \vec{\pi} - \frac{1}{2} m_\pi^2 \vec{\pi} \cdot \vec{\pi}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中,

$$\Omega^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu \omega^\nu - \partial^\nu \omega^\mu, \quad (2)$$

$$\vec{R}^{\mu\nu} \equiv \partial^\mu \vec{\rho}^\nu - \partial^\nu \vec{\rho}^\mu. \quad (3)$$

核子场算符 $\psi$ 可以按Dirac旋量来展开。在平均场近似下,忽略其中负能态的贡献,即采用无海近似时, $\psi$ 可以表示为

$$\psi(x) = \sum_{p,s,\tau} u(p,s,\tau) e^{-ipx} c_{p,s,\tau}, \quad (4)$$

Dirac旋量 $u(p,s,\tau)$ 依赖于核子动量 $p$ ,自旋 $s$ 以及同位旋 $\tau$ ,表示为

$$u(p,s,\tau) = \left[ \frac{E^* + M^*}{2E^*} \right]^{1/2} \begin{pmatrix} 1 \\ \frac{\sigma \cdot p^*}{E^* + M^*} \end{pmatrix} \chi_s \chi_\tau, \quad (5)$$

其中 $\chi_s$ 和 $\chi_\tau$ 分别表示自旋与同位旋波函数。这里带\*的量定义为

$$M^* = M + \Sigma_S(p), \quad (6)$$

$$p^* = p + \hat{p} \Sigma_V(p), \quad (7)$$

$$E^* = E - \Sigma_0(p), \quad (8)$$

它们之间满足相对论质能关系 $E^{*2} = M^{*2} + p^{*2}$ 。其中 $\Sigma_S$ 为标量自能, $\Sigma_0$ 与 $\Sigma_V$ 分别为矢量自能的时间和空间成分。

在所选取的试探 Hartree-Fock 基态波函数下对体系哈密顿量求期待值, 即可得到相对论 Hartree-Fock 能量密度泛函(即核物质能量密度),

$$\varepsilon = \frac{1}{\Omega} \langle \Phi_0 | H | \Phi_0 \rangle = \varepsilon_k + \sum_{\phi} (\varepsilon_{\phi}^D + \varepsilon_{\phi}^E), \quad (9)$$

它包含三个部分, 即动能密度( $\varepsilon_k$ ), 直接项( $\varepsilon_{\phi}^D$ )和交换项( $\varepsilon_{\phi}^E$ )势能密度,

$$\varepsilon_k = \sum_{p,s,\tau} \bar{u}(p,s,\tau) (\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p} + M_{\tau}) u(p,s,\tau), \quad (10)$$

$$\varepsilon_{\phi}^D = + \frac{1}{2} \sum_{p_1,s_1,\tau_1} \sum_{p_2,s_2,\tau_2} \bar{u}_1 \Gamma_{\phi} u_1 \frac{1}{m_{\phi}^2} \bar{u}_2 \Gamma^{\phi} u_2, \quad (11)$$

$$\varepsilon_{\phi}^E = - \frac{1}{2} \sum_{p_1,s_1,\tau_1} \sum_{p_2,s_2,\tau_2} \bar{u}_1 \Gamma_{\phi} u_2 \frac{1}{m_{\phi}^2 + \mathbf{q}^2} \bar{u}_2 \Gamma^{\phi} u_1, \quad (12)$$

其中  $\phi$  代表各种介子 - 核子耦合道, 包括 Lorentz 标量 ( $\sigma$ -S), 矢量 ( $\omega$ -V,  $\rho$ -V), 矢量 - 张量 ( $\rho$ -VT), 张量 ( $\rho$ -T), 以及赝矢量 ( $\pi$ -PV) 等耦合. 对应的相互作用顶角项表示为

$$\begin{aligned} \Gamma_{\sigma\text{-S}} &= ig_{\sigma}, & \Gamma_{\omega\text{-V}} &= g_{\omega} \gamma_{\mu}, \\ \Gamma_{\rho\text{-V}} &= g_{\rho} \gamma_{\mu} \vec{\tau}, & \Gamma_{\rho\text{-T}} &= \frac{f_{\rho}}{2M} q^{\nu} \sigma_{\mu\nu} \vec{\tau}, \\ \Gamma_{\rho\text{-VT}} &= \Gamma_{\rho\text{-V}} \text{ or } \Gamma_{\rho\text{-T}}, & \Gamma_{\pi\text{-PV}} &= \frac{f_{\pi}}{m_{\pi}} \mathbf{q} \cdot \boldsymbol{\gamma} \gamma_5 \vec{\tau}. \end{aligned} \quad (13)$$

核子自能可以进一步通过能量密度泛函对于 Dirac 旋量波函数做变分得到

$$\Sigma(p) u(p,s,\tau) = \frac{\delta}{\delta \bar{u}(p,s,\tau)} \sum_{\sigma,\omega,\rho,\pi} [\varepsilon_{\phi}^D + \varepsilon_{\phi}^E]. \quad (14)$$

需要强调的是, 不同于相对论平均场模型, 包含交换项的 DDRHF 理论引入了自能的动量依赖性. 事实上, 由于核力的有限力程特征, 核力内禀的动量依赖性以及两体相互作用交换项引起势场的非局域性, 核多体系统的势能将自然地具有动量相关性.

对称能是研究非对称核物质性质的重要物理量. 定义同位旋不对称度参数  $\beta = 1 - 2\rho_p/\rho_b$ , 则非对称核物质的平均每核子能量  $E(\rho_b, \beta)$  可以对  $\beta$  做泰勒级数展开,

$$E(\rho_b, \beta) = E_0(\rho_b) + \beta^2 E_S(\rho_b) + \dots, \quad (15)$$

这里的  $E_0(\rho_b)$  为对称核物质的平均每核子结合能. 由于核物质中忽略了库仑相互作用, 展开式中的

奇数阶项自然消失, 则将二阶项系数定义为对称能  $E_S(\rho_b)$ ,

$$E_S(\rho_b) = \left. \frac{1}{2} \frac{\partial^2 E(\rho_b, \beta)}{\partial \beta^2} \right|_{\beta=0}. \quad (16)$$

在饱和密度附近, 研究发现 (15) 式所给出的经验抛物线规律在任意不对称度参数下都近似成立 [54], 而对于高密度核物质的情形则需要进一步考虑高阶项贡献. 为了更精确地研究对称能的密度依赖性, 可以将对称能  $E_S$  在核物质饱和密度  $\rho_0$  附近继续做展开,

$$E_S(\rho_b) = J + L\xi + \mathcal{O}(\xi^2), \quad (17)$$

其中  $\xi = (\rho_b - \rho_0)/3\rho_0$ , 饱和点处的对称能定义为  $J \equiv E_S(\rho_0)$ , 而  $L$  则为对称能的密度斜率参数,

$$L = 3\rho_0 \left. \frac{\partial E_S}{\partial \rho_b} \right|_{\rho_b=\rho_0}. \quad (18)$$

高密度时对称能的软硬明显地依赖于  $J$  和  $L$  的选取, 然而到目前为止其范围仍存在较大的不确定性 [7]. 在饱和密度附近或者低于饱和密度的范围, 实验上对于对称能的约束已经相对精确, 而由于实验技术的限制以及缺乏敏感的观测量, 同时由于理论模型自身的不确定性, 精确提取高密度下的对称能性质仍存在很大挑战.

表 1 中比较了一些常用的协变密度泛函有效相互作用, 包括 DDRHF 模型参数组 PKO1<sup>[35]</sup>, PKO2<sup>[37]</sup>, PKO3<sup>[37]</sup> 和 PKA1<sup>[36]</sup>, DDRMF 模型参数组 TW99<sup>[23]</sup>, DD-ME1<sup>[24]</sup>, DD-ME2<sup>[25]</sup> 和 PKDD<sup>[22]</sup>, 以及 NLRMF 模型参数组 NL-SH<sup>[19]</sup>, TM1<sup>[20]</sup>, NL3<sup>[21]</sup> 和 PK1<sup>[22]</sup>. 通过考虑交换项, DDRHF 理论中可以自洽地考虑  $\pi$  介子以及  $\rho$  张量耦合的贡献.

### 3 对称能中的交换项效应

利用新发展的 DDRHF 理论, 文献 [49] 中首次系统性研究了非对称核物质的状态方程以及中子星质量 - 半径关系等物理, 深入讨论了交换项对于高密度下非对称核物质性质的影响. 发现交换项中同位旋标量介子 - 核子耦合道对于对称能密度依赖性具有相当重要的贡献, 由此导致 DDRHF 在预言中子星内部质子丰度时明显不同于 DDRMF 的结果, 进一步影响了中微子参与的直接 Urca 冷却过程.

表1 常用的协变密度泛函有效相互作用比较

Table 1 Details of the several CDF effective Lagrangians

|        | Fock | $\sigma$ -NL | $\omega$ -NL | DD | $\pi$ -PV | $\rho$ -T | Ref. |
|--------|------|--------------|--------------|----|-----------|-----------|------|
| PKO1   | ✓    | ✗            | ✗            | ✓  | ✓         | ✗         | [35] |
| PKO2   | ✓    | ✗            | ✗            | ✓  | ✗         | ✗         | [37] |
| PKO3   | ✓    | ✗            | ✗            | ✓  | ✓         | ✗         | [37] |
| PKA1   | ✓    | ✗            | ✗            | ✓  | ✓         | ✓         | [36] |
| TW99   | ✗    | ✗            | ✗            | ✓  | ✗         | ✗         | [23] |
| DD-ME1 | ✗    | ✗            | ✗            | ✓  | ✗         | ✗         | [24] |
| DD-ME2 | ✗    | ✗            | ✗            | ✓  | ✗         | ✗         | [25] |
| PKDD   | ✗    | ✗            | ✗            | ✓  | ✗         | ✗         | [22] |
| NL-SH  | ✗    | ✓            | ✗            | ✗  | ✗         | ✗         | [19] |
| TM1    | ✗    | ✓            | ✓            | ✗  | ✗         | ✗         | [20] |
| NL3    | ✗    | ✓            | ✗            | ✗  | ✗         | ✗         | [21] |
| PK1    | ✗    | ✓            | ✓            | ✗  | ✗         | ✗         | [22] |

如图 1 所示, 在较低的密度范围里 ( $\rho < \rho_0$ ), 不同的协变密度泛函有效相互作用几乎给出完全相同的结果. 而当密度超过饱和密度, DDRHF 参数组给出了比 DDRMF 更强的对称能密度依赖性, 对称能在高密度时因交换项而显著增强. 作为比较, 图 1 中还给出了 NLRMF 参数组 NL3 的结果. 需要指出, 引入介子场非线性自耦合项可能导致标量密度在高密度时出现不稳定性, 而这些项的物理意义也难以理解 [55]. 基于 Dirac-Brueckner 理论思想发展起来的密度依赖的 CDF 理论, 其介子 - 核子耦合常数采用了密度依赖形式, 在研究不同密度条件下的核物质性质以及致密星体物理时可能更具优势 [23].

为了提取出交换项对于对称能的额外贡献, 可以将对称能按照动能部分、势能的直接项部分以及交换项部分来进一步分解. 由于  $\omega$  介子的同位旋标量 - 矢量耦合特性,  $\omega$  介子耦合的直接项部分对于对称能是没有贡献的. 另一方面, 由于核物质系统是一个自旋饱和系统, 可以预期单  $\pi$  介子交换引起的贡献也比较小. 因此可以重点讨论一下交换项中同位旋标量介子耦合引起的贡献, 如图 2 所示. 如果将动能部分和  $\sigma$  介子耦合贡献的势能直接项部分加起来, 即  $E_{S,k} + E_{S,\sigma}^D$ , 发现 DDRHF 与 DDRMF 给出几乎一致的结果. 而交换项中同位旋标量  $\sigma$  和  $\omega$  介子耦合给

出了额外的贡献, 从而合理解释了 DDRHF 理论中对称能在高密度时的增强. 其中,  $\sigma$  介子交换项的贡献  $E_{S,\sigma}^E$  在低密度时迅速升高, 之后逐渐趋于 20–25 MeV 左右的稳定值. 而  $\omega$  介子交换项的贡献  $E_{S,\omega}^E$  在低密度时可能为负, 而在高密度时则变得与  $E_{S,k} + E_{S,\sigma}^D$  可比拟, 使得对称能行为变硬.

尽管单  $\pi$  介子交换对于对称能贡献不太重要, 但

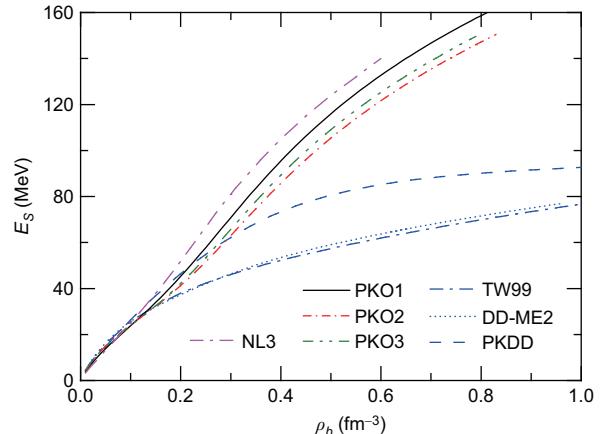


图 1 (网络版彩图) 几种协变密度泛函有效相互作用给出的核物质对称能  $E_S$  随重子数密度  $\rho_b$  的变化. 数据取自文献 [49]

Figure 1 (Color online) The nuclear symmetry energy  $E_S$  as a function of the baryon density  $\rho_b$ . The results are calculated by DDRHF with PKO1, PKO2, and PKO3, in comparison to those by RMF with TW99, DD-ME2, PKDD, and NL3. Data were taken from ref. [49].

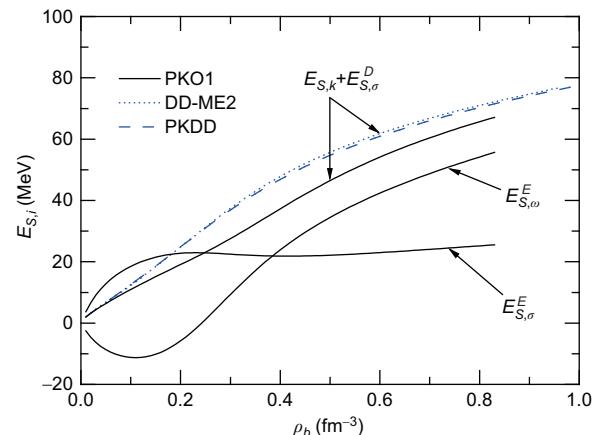


图 2 (网络版彩图) 动能和同位旋标量道对于核物质对称能的贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化. 取自文献 [49]

Figure 2 (Color online) Contributions from the kinetic energy and isoscalar channels to the symmetry energy as a function of the baryon density  $\rho_b$ . Taken from ref. [49].

另一个同位旋矢量介子  $\rho$  介子的贡献还需认真考虑。图 3 中给出了  $\rho$  介子耦合(包含直接项与交换项)对于对称能的贡献。发现该项对于低密度对称能的密度依赖行为十分重要。而当密度升高, 由于  $\rho$  介子 - 核子耦合常数密度依赖所采取的指数衰减形式, 除 PKO1 外其贡献都明显减小并逐渐趋于零。此外, 还可以发现 DDRHF 的结果系统性小于 DDRMF, 这是由于考虑交换项后  $\rho$  介子 - 核子耦合常数  $g_\rho$  减小的缘故, 详见文献 [49] 中的讨论。

在只考虑直接项的相对论平均场模型中, 对称能主要来源于三个部分: 动能部分的贡献, 由对称核物质与纯中子物质费米面不同以及自能的差别引起; 直接项中同位旋标量  $\sigma$  介子耦合引起的贡献, 由标量密度的同位旋依赖性所致; 直接项中同位旋矢量  $\rho$  介子耦合引起的贡献。但在考虑了交换项的 DDRHF 理论中, 所有的介子还经由交换项额外产生了对称能。可以说, 这是量子多体系统中全同性原理在同位旋物理中的一种特殊体现。文献 [49] 还进一步利用 DDRHF 理论研究了中子星性质, 发现交换项推高了中子星内部的质子丰度, 导致直接 Urca 冷却过程的临界中子星质量发生改变。而对于典型中子星的半径, DDRHF 给出了比 DDRMF 更大的结果, 也改变了中子星的质量 - 半径关系预测。

基于交换项在决定高密度对称能性质中的重要

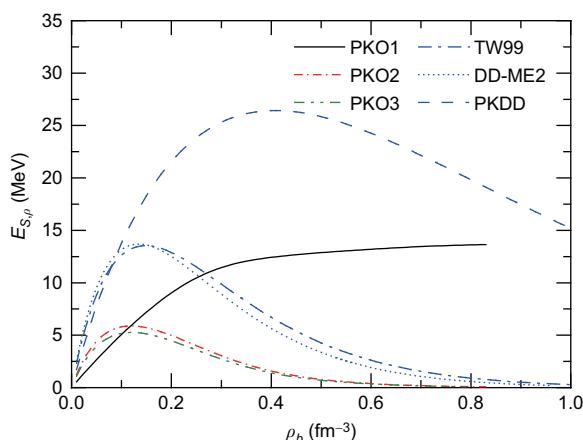


图 3 (网络版彩图) $\rho$  介子对于核物质对称能的贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化。取自文献 [49]

**Figure 3** (Color online) Contributions from  $\rho$  mesons to the symmetry energy as a function of the baryon density  $\rho_b$ . Taken from ref. [49].

作用, 从介质中核力的角度进一步对其分析显得必要。对称能反映了介质中核子 - 核子相互作用的同位旋相关属性, 即中子 - 中子 (nn), 质子 - 质子 (pp) 相互作用与中子 - 质子 (np) 相互作用的异同 [56]。理论和实验上对于对称能的研究将帮助人们深入理解介质中核力的同位旋特征。在理论上, 可以将两体相互作用势按照两核子同位旋单态 ( $T = 0$ ) 和三重态 ( $T = 1$ ) 来进行分解, 用以定量分析介质中核子 - 核子相互作用的同位旋结构。在考虑了三体力的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理论计算中, 通过对势能按照分波展开, 发现  $T = 0$  势能部分是贡献饱和点处对称能的主要成分, 并指出其中可能隐含了核力的短程关联效应 [57]。最近, 文献 [53] 基于包含交换项的协变密度泛函理论, 也系统性地分析了核力的同位旋结构与对称能密度依赖性的关系。由于采用了介子交换图像, 且通过拟合有效相互作用参数组, 协变密度泛函理论已经有效且自然地考虑了核力的介质效应以及同位旋结构。

图 4 给出了对称能各部分贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化, 可见 DDRMF 和 DDRHF 结果明显差异。考虑交换项使得  $E_{S,k}$  和  $E_{S,T=0}$  减小, 却使  $E_{S,T=1}$  贡献变大。DDRHF 下对称能的密度依赖性变硬主要是由同位旋三重态 ( $T = 1$ ) 势能部分的贡献导致的。因此, 交换项的引入使得介质中核力的同位旋结构出现了新的平衡。此外, 在大约  $1\text{--}2.5\rho_0$  密度范围内 DDRHF 理论中动能部分的贡献  $E_{S,k}$  可以小于零, 明显区别于 RMF 理论中恒正的结果, 后文将进一步对此讨论。

在图 5 中, 通过进一步分析可以发现同位旋矢量介子交换项对  $E_S$  的贡献基本可以忽略。而交换项效应主要体现在同位旋标量介子贡献的  $T = 1$  势能部分  $E_{S,T=1}^{E,\sigma+\omega}$ , 其强烈的密度依赖性导致同位旋三重态势能部分对于 DDRHF 理论中高密对称能行为起了决定性作用。需要注意, 同位旋标量  $\sigma$  和  $\omega$  介子经由交换项只参与 nn 和 pp 相互作用, 对 np 相互作用没有贡献。因此相应的  $E_{S,T=0}^{E,\sigma+\omega}$  部分是不存在的。

表 2 中定量比较了动能,  $T = 0$  和  $T = 1$  势能对于核物质饱和点处对称能  $J$  及其密度斜率参数  $L$  的贡献。其中 BHF 理论结果取自文献 [57], 该计算采用了 Argonne V18 两体势加 Urbana IX 三体力, 发现  $T = 0$  势能部分是贡献饱和点处对称能的主要成分。

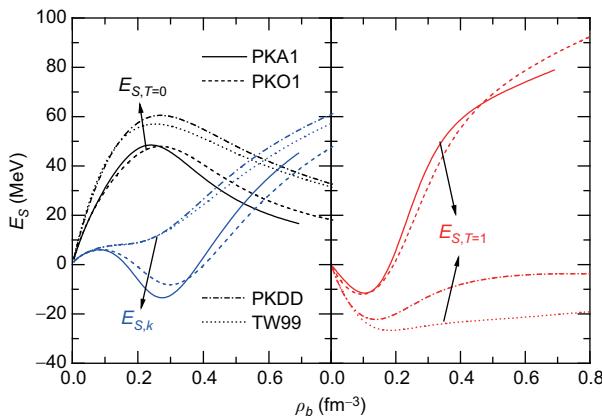


图 4 (网络版彩图) 核物质对称能的各部分贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化. 包括 (a) 中动能部分的贡献  $E_{S,k}$ , 同位旋单态势能部分的贡献  $E_{S,T=0}$  以及 (b) 中同位旋三重态势能部分的贡献  $E_{S,T=1}$ . 结果由 RHF 模型 PKO1 和 PKA1 以及 RMF 模型 TW99 和 PKDD 计算得到. 取自文献 [53].

**Figure 4** (Color online) Decomposition of the nuclear symmetry energy  $E_S$ , namely the kinetic energy part  $E_{S,k}$ , isospin-singlet potential part  $E_{S,T=0}$  (a) and isospin-triplet potential part  $E_{S,T=1}$  (b), as functions of baryonic density  $\rho_b$ . The results are calculated with RHF models PKO1 and PKA1, in comparison to RMF ones TW99 and PKDD. Taken from ref. [53].

比较表 2 中的对称能  $J$ , 相比于 DDRMF, DDRHF 与微观 BHF 的结果更加接近. 但 PKO1 和 PKA1 计算中,  $T = 0$  势能贡献较大的原因主要来自于直接项, 与微观 BHF 的理解有所不同 [53]. 对于密度斜率参数  $L$ , 各理论模型给出的差异都比较大, 特别是其中动能和  $T = 1$  势能部分. 因此, 实验上若能严格地约束对称能的密度依赖性, 并在 CDF 有效相互作用的建立过程中给予充分考虑, 将有助于进一步改进 CDF 模型对于高密度核物质性质的描述.

#### 4 超子引起的交换项效应

由于中子星较多地存在于双星系统中, 对其质量的天文观测目前达到了很高的精度, 例如最近发现了接近两倍太阳质量的中子星存在的证据 [58]. 然而对于中子星半径的测量, 由于需要额外的可观测量以及模型假设的差异, 目前仍难以精确限定. 最近, 通过对一些低质量 X 射线双星系统和 I 型 X 射线暴源的模型分析, 给出了这些系统中的中子星可能具

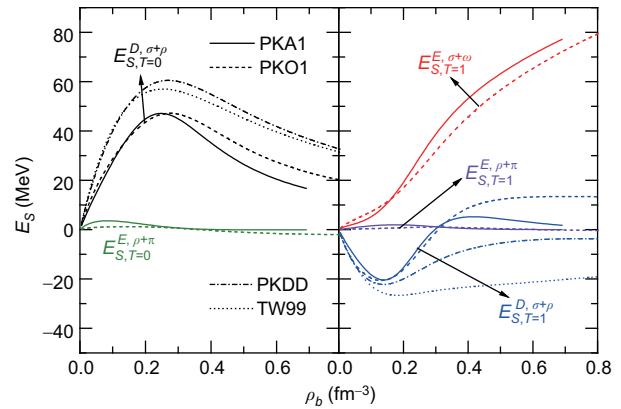


图 5 (网络版彩图) 核物质对称能的各部分贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化. (a) 中对称能的同位旋单态势能部分  $E_{S,T=0}$  分解为直接项和同位旋矢量介子交换项的贡献, (b) 中对称能的同位旋三重态势能部分  $E_{S,T=1}$  分解为直接项, 同位旋标量以及同位旋矢量介子交换项的贡献. 结果由 RHF 模型 PKO1 和 PKA1 以及 RMF 模型 TW99 和 PKDD 计算得到. 取自文献 [53].

**Figure 5** (Color online) The isospin-singlet potential symmetry energy  $E_{S,T=0}$  is decomposed into a Hartree part  $E_{S,T=0}^{D,\sigma+\rho}$  from  $\sigma$  and  $\rho$ -meson coupling channels, and a Fock part  $E_{S,T=0}^{E,\rho+\pi}$  from  $\rho$  and  $\pi$ -meson coupling channels, as functions of baryonic density  $\rho_b$  (a). The isospin-triplet potential symmetry energy  $E_{S,T=1}$  is divided into a Hartree part  $E_{S,T=1}^{D,\sigma+\rho}$  from  $\sigma$  and  $\rho$ -meson coupling channels, a Fock part  $E_{S,T=1}^{E,\rho+\pi}$  from  $\rho$  and  $\pi$ -meson coupling channels, and a Fock part  $E_{S,T=1}^{E,\sigma+\omega}$  from  $\sigma$  and  $\omega$ -meson coupling channels (b). The results are calculated with RHF effective interactions PKO1 and PKA1, and with RMF ones TW99 and PKDD. Taken from ref. [53].

有较小半径的结论 [59, 60], 从而要求对称能在饱和密度附近不能变得太硬. 尽管后来的观测分析对中子星半径的大小仍存在着一些争论 [61, 62], 但粗略地认为小半径的中子星存在的事实已经给人们研究对称能物理提供了重要约束, 同时也提出了挑战.

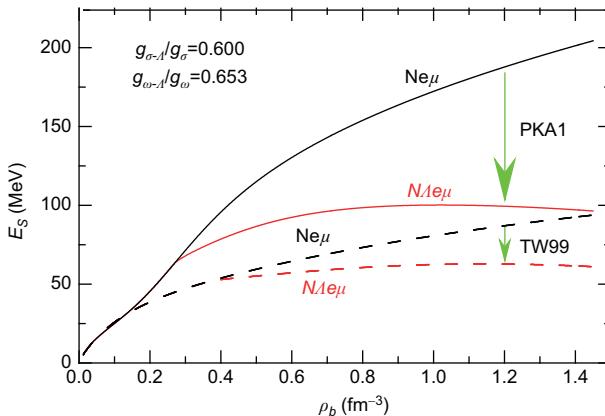
由于相对论 Hartree-Fock 理论中交换项所致对称能额外的贡献, 对于中子星半径的预测值也较大, 因此需要引入一些新的机制来探索减小中子星半径预测值的可能性. 一般认为中子星内部密度超过两倍核物质饱和密度时将出现超子, 且由于吸引势以及最轻的质量,  $\Lambda$  超子将首先出现 [63]. 文献 [50] 基于 DDRHF 理论, 系统性研究了  $\Lambda$  超子的出现对于核物质状态方程以及中子星质量和半径的影响.

当密度升高时, 由于  $\Lambda$  超子形成和丰度的逐渐增加, 其效应也将逐渐变得明显. 在平均场理论中, 由于介子 -  $\Lambda$  耦合相比于介子 - 核子耦合要弱一些,

**表 2** 动能 (kin), 同位旋单态 ( $T = 0$ ) 和同位旋三重态 ( $T = 1$ ) 贡献 (单位 MeV). 协变密度泛函理论计算结果取自文献 [53], 而 Brueckner-Hartree-Fock 理论计算结果则取自文献 [57]

**Table 2** Kinetic energy (kin), isospin-singlet ( $T = 0$ ) and isospin-triplet ( $T = 1$ ) potential energy contributions to the symmetry energy  $J$  and its density slope  $L$  (in unit MeV) at nuclear saturation density with the selected CDF effective interactions. The CDF values are taken from ref. [53] and the BHF values are taken from ref. [57]

|     | TW99    | PKDD  | PKO1  | PKA1  | BHF   |
|-----|---------|-------|-------|-------|-------|
| kin | 8.0     | 8.1   | 3.7   | 0.5   | -1.0  |
| $J$ | $T = 0$ | 51.0  | 50.8  | 38.8  | 42.4  |
|     | $T = 1$ | -26.2 | -22.1 | -8.1  | -5.7  |
| kin | 5.9     | 5.0   | -34.5 | -69.6 | 14.9  |
| $L$ | $T = 0$ | 62.2  | 78.2  | 67.5  | 71.3  |
|     | $T = 1$ | -12.8 | 7.0   | 64.8  | 103.2 |
|     |         |       |       |       | -17.5 |



**图 6** (网络版彩图) 协变密度泛函有效相互作用 PKA1 和 TW99 给出的中子星物质对称能随重子数密度的变化. 黑色线条为不包含  $\Lambda$  超子的结果, 红色线条为包含  $\Lambda$  超子的结果. 数据取自文献 [50]

**Figure 6** (Color online) The symmetry energy as a function of the baryonic density with the CDF effective interactions PKA1 and TW99 for the stellar matter containing nucleons,  $\Lambda$  hyperons, electrons, and muons, as compared to the one without  $\Lambda$  hyperons. Data were taken from ref. [50].

在高密度时由于  $\omega$  介子耦合导致的排斥效应也将因为  $\Lambda$  超子的参与而受到强烈地压制, 由此导致高密度状态方程和对称能的软化. 在考虑交换项后, 这种超子引起的对称能软化效应将会变得更加明显. 如图 6 所示, PKA1 计算的对称能密度依赖性在包含  $\Lambda$  超子后得到更显著地减弱. 进一步研究发现, 该效应主要是经由交换项来贡献, 交换项引起的软化效应

是直接项的 2–3 倍, 如图 7 所示<sup>[50]</sup>.

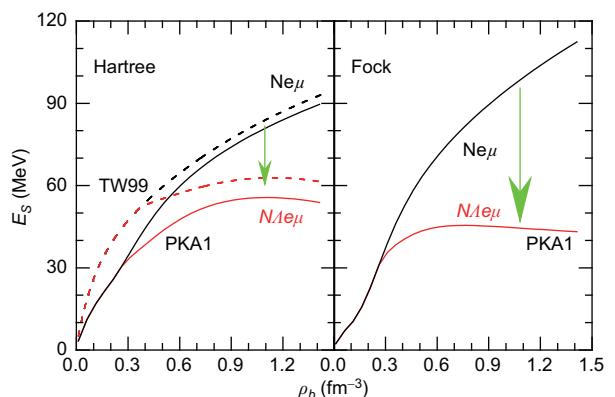
在高密度核物质中考虑  $\Lambda$  超子自由度后, 中子星物质状态方程明显变软, 由此导致中子星的最大质量变小. 另一方面, 对称能的软化也导致中子星半径的预测值变小. 由于 DDRHF 理论中超子引起的交换项效应所致额外的对称能软化作用, 相较于 DDMRF 的结果, 含超子后中子星的半径预测值将出现更加明显地减小. 特别是 PKA1 参数组, 最大质量中子星的半径减小了 1.929 km, 含超子中子星相当小的理论预测半径也与最近的天文观测限制很好地符合<sup>[59,60]</sup>, 详见表 3 和图 8. 此外, 考虑重子八重态的中子星性质也在 RHF 理论中进行了研究<sup>[64]</sup>.

## 5 对称能中的自洽张量力效应

张量力作为核力的重要成分, 具有非中心力和自旋相关的特征, 在决定轻核束缚、壳结构演化、原子核激发与衰变等物理方面起着关键作用<sup>[65–71]</sup>. 原子核的张量相互作用一般可以通过下式来界定,

$$S_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{q})(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{q}) - \boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2 \mathbf{q}^2, \quad (19)$$

这种定义给出了非相对论量子力学中的二阶张量算符. 然而在非相对论密度泛函理论中考虑张量力的研究中, 其耦合强度往往不能自治确定, 存在着明显



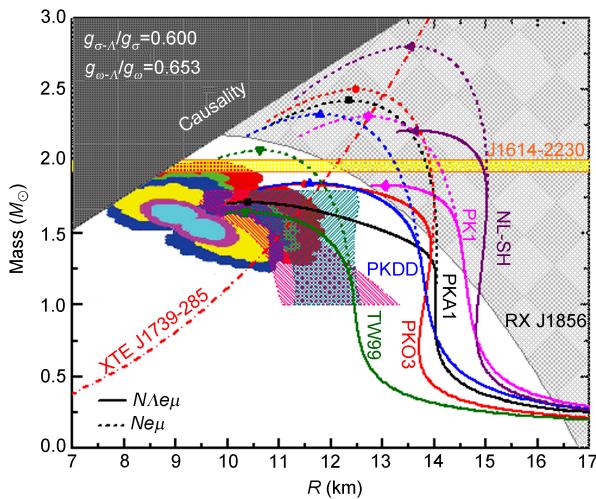
**图 7** (网络版彩图) 上图结果中分别来自于直接项和交换项势能部分的贡献. 数据取自文献 [50]

**Figure 7** (Color online) The corresponding contribution to the symmetry energy for the stellar matter from Hartree and Fock channels with PKA1 compared with TW99. Data were taken from ref. [50].

**表3 不含 $\Lambda$ 超子与含 $\Lambda$ 超子的最大质量中子星的半径及其差值(单位km). 数据取自文献[50]**

**Table 3** The radii and their differences (in unit km) for neutron stars having maximum mass configuration without ( $R_{\max}$ ) and with ( $R_{\max}^H$ ) the inclusion of  $\Lambda$  hyperons. Data are taken from ref. [50]

|                   | PKA1   | PKO3   | PKDD   | TW99   | PK1    | NL-SH  |
|-------------------|--------|--------|--------|--------|--------|--------|
| $R_{\max}$        | 12.354 | 12.487 | 11.798 | 10.632 | 12.705 | 13.534 |
| $R_{\max}^H$      | 10.425 | 11.495 | 11.583 | 10.333 | 13.048 | 13.633 |
| $\Delta R_{\max}$ | 1.929  | 0.992  | 0.215  | 0.299  | -0.343 | -0.099 |



**图8** (网络版彩图) 几种协变密度泛函有效相互作用给出的中子星质量 - 半径关系, 虚线为不包含 $\Lambda$ 超子的结果, 实线为包含 $\Lambda$ 超子的结果. 中子星最大质量用相应符号标记在图中. 脉冲星 J1614-2230 的质量取自文献 [58]. 左上角阴影表示因果律排除的范围. 带误差的阴影不规则区域表示 4U 1608-248, EXO 1745-248 和 4U 1820-30 三个双星系统中的中子星观测限制 [59], 其后用不同光球半径模型重新得到的分析结果也在图中一并显示 [60]. 数据取自文献 [50]

**Figure 8** (Color online) The mass-radius relations for the neutron stars with  $\Lambda$  hyperons (solid lines) and without  $\Lambda$  hyperons (dashed lines). The symbols denote the neutron stars with maximum masses. The mass of the pulsar J1614-2230 is taken from ref. [58]. The region excluded by causality is shaded. For comparison the observational constraints from three neutron stars in the binaries 4U 1608-248, EXO 1745-248, and 4U 1820-30 in ref. [59] are shown as the  $1\sigma$  and  $2\sigma$  confidence contours, and the later analyses in ref. [60] are denoted by the shaded areas with two different models of photospheric radius. Data are taken from ref. [50].

的模型相关性 [72]. 在协变密度泛函理论框架下, 发现考虑交换项可以在同位旋矢量介子 - 核子耦合道中自治地包含张量力相关的成分 [36,37,43], 而 DDRHF 对于自旋 - 同位旋激发和  $\beta$  衰变的研究 [46,47,51] 又暗示了在同位旋标量介子 - 核子耦合道交换项中也可能含有张量力相关的成分.

最近, 通过复杂的数学推导, Jiang 等人 [45] 基于 DDRHF 理论, 在 Lorentz 标量和矢量耦合的交换图像中首次导出了原子核张量力的相对论形式. 同时发现 Lorentz 标量和矢量耦合交换项中的张量力成分要比 Lorentz 质量矢量和张量耦合交换项中的显著许多. 在相对论情形下, 不可约二阶张量算符形式变为

$$S_{12} = 3(\gamma_0 \Sigma_1 \cdot \mathbf{q})(\gamma_0 \Sigma_2 \cdot \mathbf{q}) - (\gamma_0 \Sigma_1) \cdot (\gamma_0 \Sigma_2) \mathbf{q}^2. \quad (20)$$

在文献 [45] 中, 相对论张量力公式的合理性通过其对自旋 - 轨道劈裂贡献的自旋相关性以及满足张量力求和规则

$$(2j_> + 1)V_{j>j'}^T + (2j_< + 1)V_{j<j'}^T = 0, \quad (21)$$

得到定量地验证. 这里的  $V_{j>j'}^T$  为张量力相互作用矩阵元. 因此, 在未引入任何额外的自由可调参数的情况下, 张量力在协变密度泛函理论框架下通过交换项自然地包含进来. 在相对论 Hartree-Fock 理论中, 实现了对原子核自旋 - 轨道相互作用和张量相互作用统一自治的处理.

利用得到的相对论张量力公式, 可以定量研究核物质对称能中的自治张量力效应, 及其对中子星性质的影响. 一些研究已经发现了张量力对于高密度核物质对称能具有重要的效应 [57,73], 而在相对论 Hartree-Fock 理论框架下可以更为自治地对此进行检验. 文献 [52] 系统导出了 DDRHF 张量力成分对于核物质能量密度泛函的贡献, 并深入探讨了该张量力对于核物质饱和性质、状态方程、对称能以及中子星性质的影响.

图 9 给出了张量力成分对于核物质对称能的效应. 发现张量力贡献所带来的效应在饱和点及更低的密度区域并不明显, 而随着密度升高, 由于张量力敏感依赖于核子动量, 其影响也逐渐增强. 对比完整 DDRHF 能量密度泛函 (EDF) 与扣除张量力成分的 EDF 计算结果, 可以发现交换项自治引入的张量力成分有效软化了核物质的对称能. 从图 9(b) 可以看出, 在高密度时张量力对于对称能的贡献为负值, 由此将其他成分对于对称能的贡献抵消了 20% 左右.

在未额外引入可调张量耦合强度的情况下, 相对论张量力表述对核物质中的张量力效应给出了自洽的解释, 也给出了与其他工作相一致的结论 [57, 73].

图 10 中进一步分析了交换项各介子 - 核子耦合道中的张量力成分对核物质对称能的贡献. 发现同位旋标量介子 - 核子耦合道 ( $\sigma$ -S 和  $\omega$ -V) 中的张量力贡献具有支配性地位, 而由  $\pi$  和  $\rho$  交换产生的效应则相对非常小. 这也可以通过分析相对论张量力公式中相应的张量耦合常数来理解. 如图 10(b) 所示,  $\sigma$ -S 和  $\omega$ -V 道中的张量耦合常数相比于  $\rho$ -V,  $\rho$ -T 和  $\pi$ -PV 道中的更大, 且在高密度时仍未发生明显衰减. 由此说明现有 DDRHF 理论预言高密度核物质中

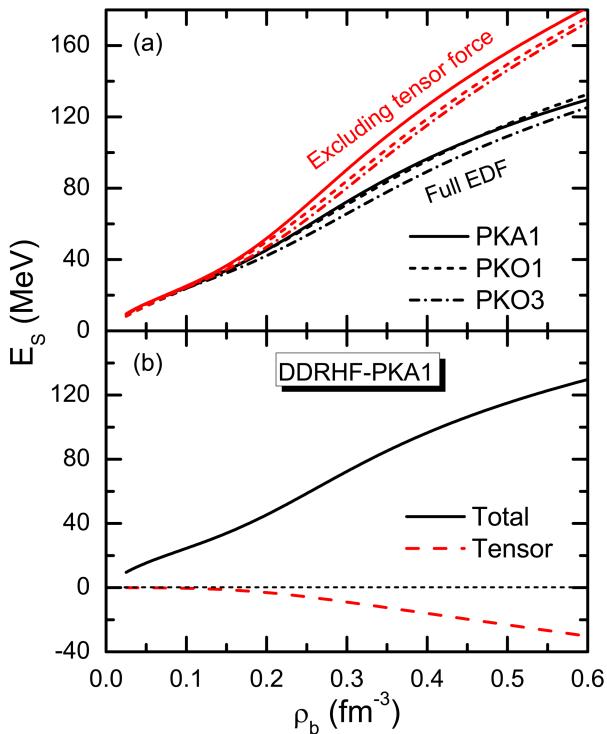


图 9 (网络版彩图)(a)DDRHF 有效相互作用 PKA1, PKO1 和 PKO3 等参数组给出的核物质对称能随重子数密度的变化. 红线为扣除张量力贡献后的结果.(b)以 PKA1 为例, 给出了对称能(实线)以及其中张量力成分的贡献(虚线). 取自文献 [52]

**Figure 9** (Color online) The symmetry energy of nuclear matter as a function of baryon density. The results are calculated with the full EDFs determined by the DDRHF functionals PKA1, PKO1, and PKO3, as compared to those dropping the tensor force contributions (red lines). The lower plot shows the symmetry energy (solid line) and the contributions only from the tensor terms (dashed line) taking PKA1 as an example. Taken from ref. [52].

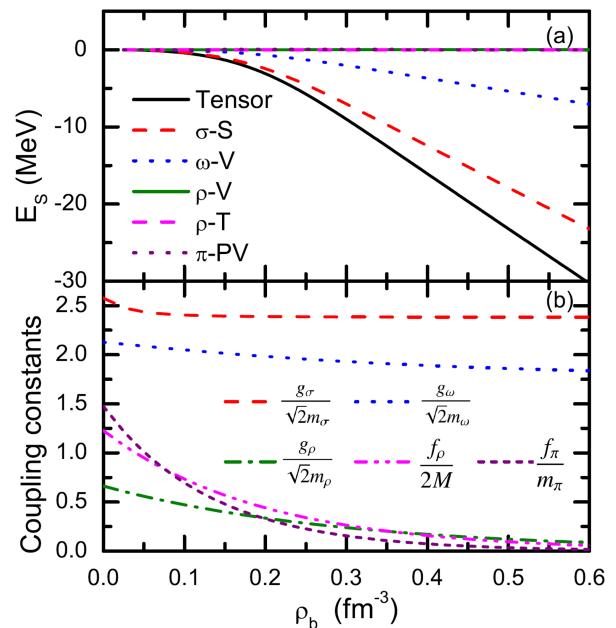


图 10 (网络版彩图)(a) 各介子 - 核子耦合道中的张量力成分对核物质对称能的贡献随重子数密度的变化. (b) 张量耦合常数随重子数密度的变化. 结果由 DDRHF 有效相互作用 PKA1 计算得到. 取自文献 [52]

**Figure 10** (Color online) Contributions to the symmetry energy from the tensor force components in various meson-nucleon coupling channels (plot (a)) and the tensor coupling constants (plot (b)) as functions of baryon density. The results are extracted from the calculations of DDRHF with PKA1. Taken from ref. [52].

张量力对于对称能的软化作用主要来自于同位旋标量介子 - 核子耦合道中的贡献.

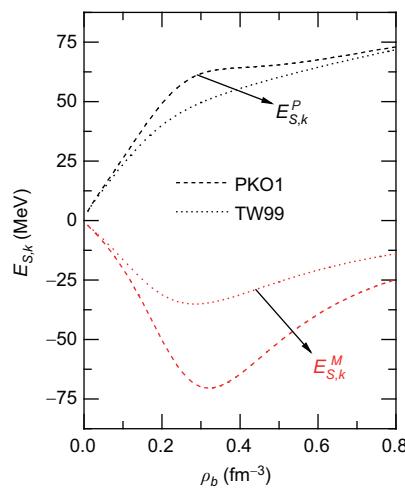
在高转移动量区域由于核子间短程排斥, 强相互作用下多核子体系波函数不能再沿用平均场图像中的自由粒子波函数, 需要进一步包含核子间关联信息 [74]. 当考虑了核力的短程关联效应后, 核物质中的核子动量分布将在费米面以上发生弥散, 有一部分核子会散射到高动量区域. 通过高精度的  $(e, e' p)$  散射实验, 显示出 np 间张量关联对核子间短程关联起着重要贡献 [75]. 近来, 动能密度泛函及相应的对称能动能部分引起了新的研究兴趣, 利用它们有可能在理论上提取出原子核基态中张量力导致的短程关联信息 [53, 57, 76–79]. 研究发现, 当考虑短程关联效应后, 动能密度泛函贡献的对称能部分受到强烈压低, 在某些密度范围内甚至可以变成负值 [76–79]. 该效应可能在一些中能核核碰撞实验中得到检验 [79]. 在协

变密度泛函理论中, 由于在动能密度泛函中包含了核子自能的贡献, 相当于有效地考虑了核力的介质效应. 得益于上述相对论张量力公式的研究<sup>[45,52]</sup>, 在 DDRHF 理论中也可方便地研究对称能的动能部分中包含的张量力及短程关联效应<sup>[53]</sup>.

图 4 中已发现, DDRHF 理论得到的对称能动能部分  $E_{S,k}$  在大约  $1\text{--}2\rho_0$  密度范围内可以小于零, 明显区别于 DDRMF 恒正的结果. 表明交换项的引入可能已经部分考虑了核力中的短程关联信息, 文献 [53] 对结果进行了详细分析. 通过将动能密度泛函分解为核子质量相关和动量相关的两部分,

$$\varepsilon_k = \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=n,p} \int_0^{k_F,i} M \hat{M} p^2 dp + \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=n,p} \int_0^{k_F,i} p \hat{P} p^2 dp, \quad (22)$$

可以发现模型间差异主要由质量相关部分  $E_{S,k}^M$  的差别引起, 而由于矢量自能空间成分的可忽略性造成了动量相关部分  $E_{S,k}^P$  的模型差别很小, 如图 11 中所示. 利用自能分解技术, 进一步分析  $E_{S,k}^M$  的物理来源, 发现包含交换项后  $E_{S,k}^M$  也即  $E_{S,k}$  的减小主要由  $\omega$  介子耦合道的贡献  $\Sigma_S^{\omega,\omega}$  所导致. 结合文献 [45,52] 中所给出的相对论张量力公式, 可以证明交换项标量自

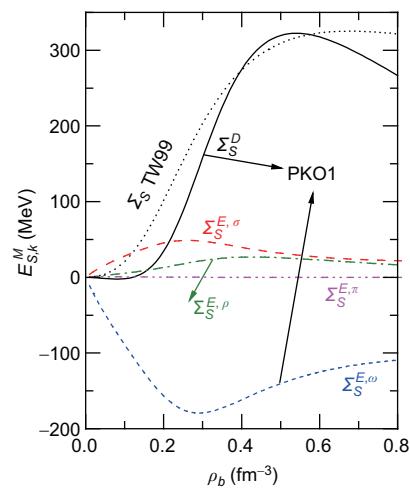


能  $\Sigma_S^E$  对于对称能的贡献已经部分地包含了张量力贡献的成分. 事实上, 根据文献 [52] 中 (21) 式所定义的  $\omega$  介子耦合道贡献的张量力能量密度泛函, 只有  $\omega$  介子才能对标量自能中的张量力成分有所贡献.

交换项自洽引入的张量力成分导致对称能在高密度时的软化, 进一步影响了中子星相关性质<sup>[52]</sup>. 张量力效应增加了中子星内部的质子丰度, 导致发生直接 Urca 冷却过程的重子阈值密度升高, 使得直接 Urca 冷却过程要在更大质量的中子星内部才能发生. 此外, 考虑张量力后中子星的质量 - 半径关系也发生了较大改变. 如图 12 所示, 在 DDRHF 计算结果中扣除张量力成分的贡献, 将导致中子星半径显著变大. 因此, 在天文观测中若能发现小半径中子星存在的明确证据, 则可能意味着核力中的短程部分在高密度条件下具有强烈的核子间关联特征.

## 6 利用对称能约束能量密度泛函

对称能在不同密度条件下的特征, 对于深入理解原子核结构、核反应以及核天体中相关物理起着关键作用. 反过来通过实验或观测若能给对称能提



**图 11** (网络版彩图) 核物质对称能的动能部分贡献随重子数密度  $\rho_b$  的变化. (a) 将结果按照 (22) 式分解为质量相关部分  $E_{S,k}^M$  和动量相关部分  $E_{S,k}^P$ , (b) 进一步将  $E_{S,k}^M$  按照自能的不同成分展开. 结果由 RHF 模型 PKO1 以及 RMF 模型 TW99 计算得到. 取自文献 [53].

**Figure 11** (Color online) Decomposition of the kinetic part  $E_{S,k}$  of the symmetry energy, namely, the mass-related and momentum-related terms  $E_{S,k}^M$  and  $E_{S,k}^P$ , according to eq.(22) (a). (b)  $E_{S,k}^M$  is separated again according to various components of the self-energy. The results are calculated with RHF effective interaction PKO1, in comparison with RMF one TW99. Taken from ref. [53].

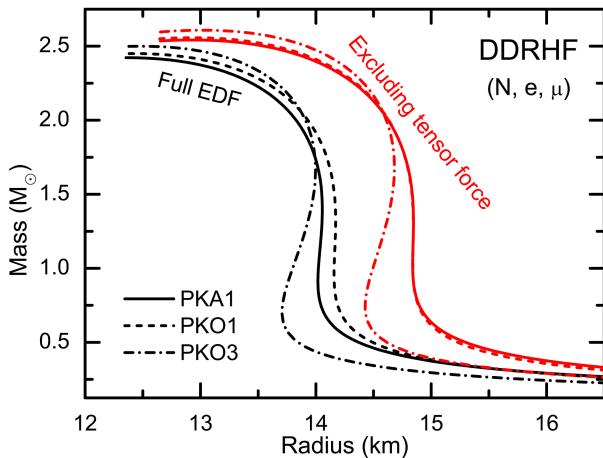


图 12 (网络版彩图)DDRHF 有效相互作用 PKA1, PKO1 和 PKO3 等参数组给出的中子星质量 - 半径关系. 红线表示扣除张量力贡献后的结果. 取自文献 [52]

**Figure 12** (Color online) Mass-radius relations of the neutron stars. The results are calculated by using the DDRHF functionals PKA1, PKO1, and PKO3, as compared to those dropping the tensor terms. Taken from ref. [52].

供严格的限制, 也可以利用对称能信息进一步约束原子核结构、核反应的理论模型.

最近, 在关联费米气体 (CFG) 模型中, 通过唯象考虑张量力引起的短程关联效应, 可以较好地再现中能核核碰撞中自由中子 - 质子比的实验值, 进而将饱和密度处动能对称能约束到  $-10$  MeV 左右, 相比于自由费米气体模型的结果  $+12.5$  MeV 出现明显地减小<sup>[79]</sup>. 在图 13 中, 通过将 CDF 理论与 CFG 模型计算结果相比较, 发现考虑了交换项的 RHF 模型可以给出与 CFG 模型接近的动能对称能贡献, 而 RMF 模型的结果则要偏大  $10\text{--}20$  MeV 左右. 因此, 包含交换项可能改进了 CDF 理论对于动能对称能的描述. 该限制条件若在今后进一步确认, 将增加人们对于交换项重要性的认识. 另一方面, 由于同位旋标量介子交换项额外的贡献, 发现 RHF 模型中对称能的势能部分相对偏大. 在未来发展新的 RHF 能量密度泛函时考虑重离子碰撞实验限制, 将可能是优化有效相互作用参数组的有效方式之一, 特别是改进耦合常数在高密度时的密度依赖行为.

当理论模型的预言精度提高到一定水平之后, 模型不确定性就成为不可忽略的问题, 对所用模型

参数需要认真做统计误差的估计<sup>[80\text{--}82]</sup>. 近期就相关焦点问题发表了专刊进行讨论<sup>[83]</sup>. 模型的系统性误差一般来自于参数拟合过程, 问题包括难以找到最优化参数, 错误的前提假设, 以及因知识缺乏而丢失重要物理因素等. 密度泛函理论作为一种研究原子核物理的有效方法, 其有效相互作用参数一般通过拟合少量选取的原子核结合能、半径等以及核物质饱和性质得到. 将其推广到研究高密度条件下的核物理时, 理论预测不可避免地会产生误差. 为了减小误差, 需要在参数拟合的过程中就考虑高密度核物质状态方程的信息来进行限制.

为了研究 CDF 模型不确定性对于对称能的影响, 文献 [53] 中采用一种简单的方式对此进行了讨论, 即将对称能按照不同的介子 - 核子耦合常数进行变分, 结果在图 14 中给出. 发现 RMF 模型中对称能的理论误差只来自于  $g_\rho$  和  $g_\sigma$  耦合常数, 而 RHF 模型中由于交换项引入导致理论误差来自于所有耦合道, 使其在高密度时模型误差变得相对更大, 由此对于优化 RHF 模型参数提出了更苛刻的条件. 有趣的

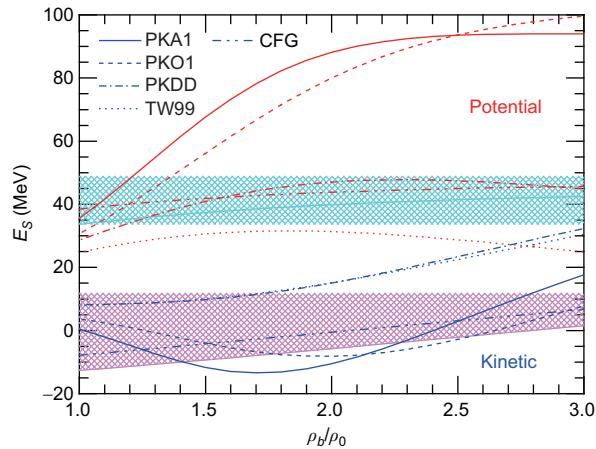
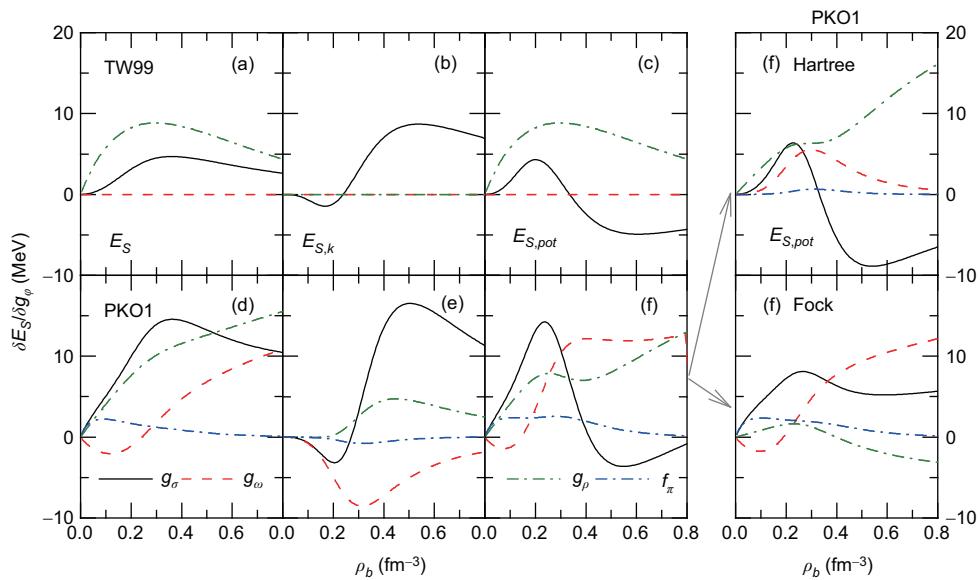


图 13 (网络版彩图)核物质对称能的动能部分(蓝色)和势能部分(红色)的密度依赖. 结果由 RHF 模型 PKO1 和 PKA1 以及 RMF 模型 TW99 和 PKDD 计算得到. 利用关联费米气体 (CFG) 模型得到的结果也在图中用阴影区域显示. 取自文献 [53]

**Figure 13** (Color online) The density dependence of the kinetic (blue lines) and potential parts (red lines) of the symmetry energy calculated with the RHF models PKO1 and PKA1, and with the RMF models TW99 and PKDD. For comparison, the referred lines (dash-dot-dotted) and regions with error bar from the correlated Fermi gas (CFG) model [79] for the kinetic and potential parts are given as well. Taken from ref. [53].



**图 14** (网络版彩图) 核物质对称能  $E_S$  (a), (d) 及其动能部分  $E_{S,k}$  (b), (e) 与势能部分  $E_{S,pot}$  (c), (f) 对于耦合常数  $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$  和  $f_\pi$  的一阶变分. 结果由 RMF 模型 TW99 (a)–(c) 以及 RHF 模型 PKO1 (d)–(f) 计算得到. 分图 (f) 中的结果又进一步分解为直接项和交换项的贡献在最右边展示. 取自文献 [53].

**Figure 14** (Color online) The first-order variation of total symmetry energy  $E_S$  (a), (d), kinetic symmetry energy  $E_{S,k}$  (b), (e) and potential symmetry energy  $E_{S,pot}$  (c), (f) with respect to various coupling constants  $g_\sigma, g_\omega, g_\rho$ , and  $f_\pi$ . The results are calculated by the RMF model TW99 (a)–(c) and the RHF model PKO1 (d)–(f). The panel (f) is decomposed further into Hartree and Fock contributions in the right. Taken from ref. [53].

是, 在饱和密度附近  $g_\sigma$  和  $g_\omega$  的变化可以导致 RHF 模型给出的动能对称能  $E_{S,k}$  减小. 对协变密度泛函的进一步优化需要未来更多的实验在不同方向对其给出限制.

通过对称能的研究可以看出 DDRHF 理论模型在描述同位旋物理方面的成功, 但也存在一些不足之处. 例如同位旋矢量介子 - 核子耦合常数的密度依赖形式导致其在高密度时作用消失, 使得只有同位旋标量介子影响高密度对称能物理; 对称能的势能部分的密度依赖性太强等. 未来对于 RHF 能量密度泛函的改进措施, 可能包括: 引入同位旋矢量 - 标量  $\delta$  介子耦合 [84], 选择新的耦合常数的密度依赖形式 [85], 在相互作用顶角项中考虑形状因子 [86–88] 等. 期待着这些改进将帮助人们更好地理解介质中核力的微观物理机制.

**致谢** 感谢赵前对“原子核协变密度泛函理论”讲习班报告的整理以及与会同行有益的讨论和建议!

## 参考文献

- 1 Brown B A. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state. Phys Rev Lett, 2000, 85: 5296–5299

- 2 Horowitz C J, Piekarewicz J. Neutron star structure and the neutron radius of  $^{208}\text{Pb}$ . *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 5647–5650
- 3 Centelles M, Roca-Maza X, Viñas X, et al. Nuclear symmetry energy probed by neutron skin thickness of nuclei. *Phys Rev Lett*, 2009, 102: 122502
- 4 Tamii A, Poltoratska I, von Neumann-Cosel P, et al. Complete electric dipole response and the neutron skin in  $^{208}\text{Pb}$ . *Phys Rev Lett*, 2011, 107: 062502
- 5 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
- 6 Newton W G, Murphy K, Hooker J, et al. The cooling of the cassiopeia a neutron star as a probe of the nuclear symmetry energy and nuclear pasta. *Astrophys J Lett*, 2013, 779: L4
- 7 Lattimer J M, Lim Y. Constraining the symmetry parameters of the nuclear interaction. *Astrophys J*, 2013, 771: 51
- 8 Chen L W, Ko C M, Li B A. Nuclear matter symmetry energy and the neutron skin thickness of heavy nuclei. *Phys Rev C*, 2005, 72: 064309
- 9 Chen L W, Ko C M, Li B A. Isospin-dependent properties of asymmetric nuclear matter in relativistic mean field models. *Phys Rev C*, 2007, 76: 054316
- 10 Li B A, Ramos À, Verde G, et al. Topical issue on nuclear symmetry energy. *Eur Phys J A*, 2014, 50: 9
- 11 Serot B D, Walecka J D. The relativistic nuclear many-body problem. *Adv Nucl Phys*, 1986, 16: 1–327
- 12 Reinhard P G. The relativistic mean-field description of nuclei and nuclear dynamics. *Rep Prog Phys*, 1989, 52: 439–514
- 13 Ring P. Relativistic mean field theory in finite nuclei. *Prog Part Nucl Phys*, 1996, 37: 193–263
- 14 Bender M, Heenen P H, Reinhard P G. Self-consistent mean-field models for nuclear structure. *Rev Mod Phys*, 2003, 75: 121–180
- 15 Vretenar D, Afanasjev A V, Lalazissis G A, et al. Relativistic Hartree Bogoliubov theory: Static and dynamic aspects of exotic nuclear structure. *Phys Rep*, 2005, 409: 101–259
- 16 Meng J, Toki H, Zhou S G, et al. Relativistic continuum Hartree Bogoliubov theory for ground-state properties of exotic nuclei. *Prog Part Nucl Phys*, 2006, 57: 470–563
- 17 Meng J, Guo J Y, Li J, et al. Covariant density functional theory in nuclear physics (in Chinese). *Prog Phys*, 2011, 31: 199–336 [孟杰, 郭建友, 李剑, 等. 原子核物理中的协变密度泛函理论. 物理学进展, 2011, 31: 199–336]
- 18 Liang H Z, Meng J, Zhou S G. Hidden pseudospin and spin symmetries and their origins in atomic nuclei. *Phys Rep*, 2015, 570: 1–84
- 19 Sharma M M, Nagarajan M A, Ring P. Rho meson coupling in the relativistic mean field theory and description of exotic nuclei. *Phys Lett B*, 1993, 312: 377–381
- 20 Sugahara Y, Toki H. Relativistic mean-field theory for unstable nuclei with non-linear  $\sigma$  and  $\omega$  terms. *Nucl Phys A*, 1994, 579: 557–572
- 21 Lalazissis G A, König J, Ring P. New parametrization for the Lagrangian density of relativistic mean field theory. *Phys Rev C*, 1997, 55: 540–543
- 22 Long W H, Meng J, Van Giai N, et al. New effective interactions in RMF theory with non-linear terms and density-dependent meson-nucleon coupling. *Phys Rev C*, 2004, 69: 034319
- 23 Typel S, Wolter H H. Relativistic mean field calculations with density-dependent meson-nucleon coupling. *Nucl Phys A*, 1999, 656: 331–364
- 24 Nikšić T, Vretenar D, Finelli P, et al. Relativistic Hartree-Bogoliubov model with density-dependent meson-nucleon coupling. *Phys Rev C*, 2002, 66: 024306
- 25 Lalazissis G A, Nikšić T, Vretenar D, et al. New relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon couplings. *Phys Rev C*, 2005, 71: 024312
- 26 Nikolaus B A, Hoch T, Madland D G. Nuclear ground state properties in a relativistic point coupling model. *Phys Rev C*, 1992, 46: 1757–1781
- 27 Bürenich T, Madland D G, Maruhn J A, et al. Nuclear ground state observables and QCD scaling in a refined relativistic point coupling model. *Phys Rev C*, 2002, 65: 044308
- 28 Nikšić T, Vretenar D, Ring P. Relativistic nuclear energy density functionals: Adjusting parameters to binding energies. *Phys Rev C*, 2008, 78: 034318
- 29 Zhao P W, Li Z P, Yao J M, et al. New parametrization for the nuclear covariant energy density functional with a point-coupling interaction. *Phys Rev C*, 2010, 82: 054319
- 30 Bouyssy A, Marcos S, Mathiot J F, et al. Isovector-meson contributions in the dirac-hartree-fock approach to nuclear matter. *Phys Rev Lett*, 1985, 55: 1731–1733
- 31 Bouyssy A, Mathiot J F, Van Giai N, et al. Relativistic description of nuclear systems in the Hartree-Fock approximation. *Phys Rev C*, 1987, 36: 380–401
- 32 Bernardos P, Fomenko V, Van Giai N, et al. Relativistic Hartree-Fock approximation in a nonlinear model for nuclear matter and finite nuclei. *Phys Rev C*, 1993, 48: 2665–2672
- 33 Marcos S, Savushkin L, Fomenko V, et al. Description of nuclear systems within the relativistic Hartree-Fock method with zero-range self-interactions of the scalar field. *J Phys G*, 2004, 30: 703–721

- 34 Shi H L, Chen B Q, Ma Z Y. Relativistic density-dependent Hartree-Fock approach for finite nuclei. *Phys Rev C*, 1995, 52: 144–156
- 35 Long W H, Van Giai N, Meng J. Density-dependent relativistic Hartree-Fock approach. *Phys Lett B*, 2006, 640: 150–154
- 36 Long W H, Sagawa H, Van Giai N, et al. Shell structure and  $\rho$ -tensor correlations in density dependent relativistic Hartree-Fock theory. *Phys Rev C*, 2007, 76: 034314
- 37 Long W H, Sagawa H, Meng J, et al. Evolution of nuclear shell structure due to the pion exchange potential. *Eur Phys Lett*, 2008, 82: 12001
- 38 Long W H, Nakatsukasa T, Sagawa H, et al. Non-local mean field effect on nuclei near  $Z = 64$  sub-shell. *Phys Lett B*, 2009, 680: 428–431
- 39 Long W H, Ring P, Van Giai N, et al. Relativistic Hartree-Fock-Bogoliubov theory with density dependent meson-nucleon couplings. *Phys Rev C*, 2010, 81: 024308
- 40 Long W H, Ring P, Meng J, et al. Nuclear halo structure and pseudospin symmetry. *Phys Rev C*, 2010, 81: 031302
- 41 Lu X L, Sun B Y, Long W H. Description of carbon isotopes within relativistic Hartree-Fock-Bogoliubov theory. *Phys Rev C*, 2013, 87: 034311
- 42 Niu Z M, Liu Q, Niu Y F, et al. Nuclear effective charge factor originating from covariant density functional theory. *Phys Rev C*, 2013, 87: 037301
- 43 Wang L J, Dong J M, Long W H. Tensor effects on the evolution of the  $N = 40$  shell gap from nonrelativistic and relativistic mean-field theory. *Phys Rev C*, 2013, 87: 047301
- 44 Wang L J, Sun B Y, Dong J M, et al. Odd-even staggering of the nuclear binding energy described by covariant density functional theory with calculations for spherical nuclei. *Phys Rev C*, 2013, 87: 054331
- 45 Jiang L J, Yang S, Sun B Y, et al. Nuclear tensor interaction in a covariant energy density functional. *Phys Rev C*, 2015, 91: 034326
- 46 Liang H Z, Van Giai N, Meng J. Spin-isospin resonances: A self-consistent covariant description. *Phys Rev Lett*, 2008, 101: 122502
- 47 Liang H Z, Zhao P W, Meng J. Fine structure of charge-exchange spin-dipole excitations in  $^{16}\text{O}$ . *Phys Rev C*, 2012, 85: 064302
- 48 Liang H Z, Zhao P W, Ring P, et al. Localized form of Fock terms in nuclear covariant density functional theory. *Phys Rev C*, 2012, 86: 021302
- 49 Sun B Y, Long W H, Meng J, et al. Neutron star properties in density dependent relativistic Hartree-Fock theory. *Phys Rev C*, 2008, 78: 065805
- 50 Long W H, Sun B Y, Hagino K, et al. Hyperon effects in covariant density functional theory and recent astrophysical observations. *Phys Rev C*, 2012, 85: 025806
- 51 Niu Z M, Niu Y F, Liang H Z, et al.  $\beta$ -decay half-lives of neutron-rich nuclei and matter flow in the  $r$ -process. *Phys Lett B*, 2013, 723: 172–176
- 52 Jiang L J, Yang S, Dong J M, et al. Self-consistent tensor effects on nuclear matter systems within a relativistic Hartree-Fock approach. *Phys Rev C*, 2015, 91: 025802
- 53 Zhao Q, Sun B Y, Long W H. Kinetic and potential parts of nuclear symmetry energy: The role of Fock terms. *J Phys G*, 2015, 42: 095101
- 54 Bombaci I, Lombardo U. Asymmetric nuclear matter equation of state. *Phys Rev C*, 1991, 44: 1892–1900
- 55 Reinhard P G. The nonlinearity of the scalar field in a relativistic mean-field theory of the nucleus. *Z Phys A*, 1988, 329: 257–266
- 56 Steiner A W, Prakash M, Lattimer J M, et al. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars. *Phys Rep*, 2005, 411: 325–375
- 57 Vidaña I, Polls A, Providência C. Nuclear symmetry energy and the role of the tensor force. *Phys Rev C*, 2011, 84: 062801
- 58 Demorest P B, Pennucci T, Ransom S M, et al. A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. *Nature*, 2011, 467: 1081–1083
- 59 Özel F, Baym G, Güver T. Astrophysical measurement of the equation of state of neutron star matter. *Phys Rev D*, 2010, 82: 101301
- 60 Steiner A W, Lattimer J M, Brown E F. The equation of state from observed masses and radii of neutron stars. *Astrophys J*, 2010, 722: 33
- 61 Suleimanov V, Poutanen J, Revnivtsev M, et al. A neutron star stiff equation of state derived from cooling phases of the X-Ray burster 4U 1724-307. *Astrophys J*, 2011, 742: 122
- 62 Guillot S, Servillat M, Webb N A, et al. Measurement of the radius of neutron stars with high signal-to-noise quiescent low-mass X-ray binaries in globular clusters. *Astrophys J*, 2013, 772: 7
- 63 Sugahara Y, Toki H. Relativistic mean field theory for lambda hypernuclei and neutron stars. *Prog Theor Phys*, 1994, 92: 803–813
- 64 Katayama T, Miyatsu T, Saito K. Equation of state for massive neutron stars. *Astrophys J Suppl S*, 2012, 203: 22
- 65 Otsuka T, Suzuki T, Fujimoto R, et al. Evolution of nuclear shells due to the tensor force. *Phys Rev Lett*, 2005, 95: 232502
- 66 Colò G, Sagawa H, Fracasso S, et al. Spin-orbit splitting and the tensor component of the Skyrme interaction. *Phys Lett B*, 2007, 646: 227–231
- 67 Otsuka T, Suzuki T, Honma T, et al. Novel features of nuclear forces and shell evolution in exotic nuclei. *Phys Rev Lett*, 2010, 104: 012501
- 68 Bai C L, Sagawa H, Zhang H Q, et al. Effect of tensor correlations on Gamow-Teller states in  $^{90}\text{Zr}$  and  $^{208}\text{Pb}$ . *Phys Lett B*, 2009, 675: 28–31
- 69 Bai C L, Zhang H Q, Sagawa H, et al. Effect of the tensor force on the charge exchange spin-dipole excitations of  $^{208}\text{Pb}$ . *Phys Rev Lett*, 2010, 105: 072501
- 70 Cao L G, Colò G, Sagawa H, et al. Effects of the tensor force on the multipole response in finite nuclei. *Phys Rev C*, 2009, 80: 064304
- 71 Minato F, Bai C L. Impact of tensor force on  $\beta$  decay of magic and semimagic nuclei. *Phys Rev Lett*, 2013, 110: 122501
- 72 Sagawa H, Colò G. Tensor interaction in mean-field and density functional theory approaches to nuclear structure. *Prog Part Nucl Phys*, 2014, 76: 76–115
- 73 Xu C, Li B A. Understanding the major uncertainties in the nuclear symmetry energy at suprasaturation densities. *Phys Rev C*, 2010, 81: 064612

- 74 Baldo M, Burgio G F. Properties of the nuclear medium. *Rep Prog Phys*, 2012, 75: 026301
- 75 Subedi R, Shneor R, Monaghan P, et al. Probing cold dense nuclear matter. *Science*, 2008, 320: 1476–1478
- 76 Xu C, Li A, Li B A. Delineating effects of tensor force on the density dependence of nuclear symmetry energy. *J Phys Conf Ser*, 2013, 420: 012090
- 77 Carbone A, Polls A, Rios A. High-momentum components in the nuclear symmetry energy. *Eur Phys Lett*, 2012, 97: 22001
- 78 Zhang X, Xu C, Ren Z Z. Effect of short-range correlation on the density dependence of nuclear symmetry energy at supra-saturation densities. *Eur Phys J A*, 2014, 50: 113
- 79 Hen O, Li B A, Guo W J, et al. Symmetry energy of nucleonic matter with tensor correlations. *Phys Rev C*, 2015, 91: 025803
- 80 Toivanen J, Dobaczewski J, Kortelainen M, et al. Error analysis of nuclear mass fits. *Phys Rev C*, 2008, 78: 034306
- 81 Kortelainen M, Lesinski T, Moré J, et al. Nuclear energy density optimization. *Phys Rev C*, 2010, 82: 024313
- 82 Dobaczewski J, Nazarewicz W, Reinhard P G. Error estimates of theoretical models: A guide. *J Phys G*, 2014, 41: 074001
- 83 Ireland D G, Nazarewicz W. Enhancing the interaction between nuclear experiment and theory through information and statistics. *J Phys G*, 2015, 42: 030301
- 84 Liu B, Greco V, Baran V, et al. Asymmetric nuclear matter: The role of the isovector scalar channel. *Phys Rev C*, 2002, 65: 045201
- 85 Roca-Maza X, Viñas X, Centelles M, et al. Relativistic mean-field interaction with density-dependent meson-nucleon vertices based on microscopical calculations. *Phys Rev C*, 2011, 84: 054309
- 86 Hu J N, Toki H, Wen W, et al. Relativistic Hartree-Fock model with bare nucleon-nucleon interaction for neutron-rich matter. *Phys Lett B*, 2010, 687: 271–274
- 87 Wen W, Hu J N, Toki H, et al. Role of form factor in relativistic Hartree-Fock approach for finite nuclei. *Prog Theor Phys*, 2010, 123: 811–823
- 88 Hu J N, Toki H, Wen W, et al. The role of the form factor and short-range correlation in the relativistic Hartree-Fock model for nuclear matter. *Eur Phys J A*, 2010, 43: 323–334

## Symmetry energy of nuclear matter in relativistic Hartree-Fock theory

SUN BaoYuan\*

*School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*

Several topics on the symmetry energy of nuclear matter in relativistic Hartree-Fock theory are reviewed. General formalism of the newly developed density-dependent relativistic Hartree-Fock theory for hadronic matter is presented briefly. The effects of Fock terms on the nuclear symmetry energy are reviewed in detail from three aspects: the extra enhancement from the Fock terms of the isoscalar meson-nucleon coupling channels, the extra hyperon-induced suppression effect originating from the Fock channel, self-consistent tensor effects embedded automatically in the Fock diagrams. The naturally involved tensor force components in the Fock diagrams soften the density-dependent behavior of the symmetry energy and consequently lead neutron stars to be more compact. Finally, the error estimates of theoretical models are performed by doing a variation procedure, and possible ways to improve the relativistic Hartree-Fock models are discussed.

**symmetry energy, covariant density functional theory, Fock term, tensor force, hyperon**

**PACS:** 21.30.Fe, 21.60.Jz, 21.65.-f, 26.60.-c, 13.75.Ev

**doi:** 10.1360/SSPMA2015-00368