

文章编号: 1007-4627(2018)04-0549-06

核物质四阶对称能中的交换项相关物理

刘志伟^{1,2}, 钱庄^{1,2}, 孙保元^{1,2,†}

(1. 兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000;
2. 兰州大学中子应用技术教育部工程研究中心, 兰州 730000)

摘要: 基于协变密度泛函 (CDF) 理论, 核物质四阶对称能可以被分解为动能部分, 同位旋单态势能部分以及同位旋三重态势能部分。交换项的引入明显改变了同位旋单态势能部分和同位旋三重态势能部分的密度行为, 特别是来自同位旋标量介子-核子耦合道的交换项贡献提供了一个压制作用。作为一种有益的尝试, 引入广义的对称能, 可以更直观地统一描述核物质各阶对称能效应。

关键词: 四阶对称能; 交换项效应; 核物质; 协变密度泛函理论

中图分类号: O571.53 **文献标志码:** A **DOI:** 10.11804/NuclPhysRev.35.04.549

1 引言

确定同位旋非对称核物质的状态方程不仅是核物理研究的重要课题, 而且也是天体物理研究中的热点之一^[1-2]。近些年来, 世界范围内放射性核束装置的竞相发展为研究极端同位旋环境下的状态方程提供了条件。状态方程的同位旋非对称部分, 即核物质对称能, 是原子核结构、核反应以及核天体中研究同位旋相关物理的关键特征量, 其本质与介质环境中核力的同位旋依赖性密切相关。

在理想的核物质体系中, 对称能可以通过将平均每核子能量对同位旋不对称度进行泰勒级数展开而引入, 并且为了方便通常只保留到第二阶项 S_2 。虽然在实验和理论上, 对饱和密度 ρ_0 附近对称能的约束已经取得了显著的进展, 但其密度依赖行为仍非常不确定^[3]。例如一项数据评估分析指出 $S_2(\rho_0) = (31.7 \pm 3.2)$ MeV, 但其密度斜率 $L = (58.7 \pm 28.1)$ MeV 仍保留了较大的误差^[4], 因此对称能的密度依赖行为有待进一步研究。

近期几项研究表明, 在某些极端物理环境中高于 S_2 的高阶对称能变得不可忽略, 其贡献应当被认真考虑^[5-15]。特别是超越抛物线近似, 在状态方程中包含四阶对称能 S_4 会对中子星部分描述产生重要的影响, 例如壳核相变密度^[7-9, 14-15]、质子丰度以及直接 Urca 过程的临界密度等^[5-6, 9-10]。然而由于实验数据的缺乏以及高阶对称能提取的困难, 即使饱和

密度 ρ_0 附近四阶对称能 $S_4(\rho_0)$ 的大小也是非常不确定的。非相对论^[13, 16]和相对论平均场模型^[9], 相对论 Hartree-Fock 模型^[15], 以及手征 π 介子-核子动力学模型^[11, 17] 计算的 $S_4(\rho_0)$ 均普遍小于 2 MeV。然而量子分子动力学模型^[18]和拓展的原子核质量公式^[12]都预测了较大的 $S_4(\rho_0)$, 后者的计算结果甚至可以达到 (20.0 ± 4.6) MeV。此外研究指出, 张量相互作用或排斥芯可以产生同位旋相关的核子间短程关联, 而这种关联效应会导致二阶对称能 S_2 动能部分的减小^[15, 19-22]以及四阶对称能 S_4 动能部分的增大^[15, 23]。

基于核力的介子交换图像建立的原子核协变密度泛函 (CDF) 理论^[24-26], 已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。其常用模型一般采用 Hartree 近似, 即在介子交换图像中只考虑直接项 (即 Hartree 项) 而忽略交换项 (即 Fock 项), 因此难以自洽考虑张量力以及非定域相关效应。随着计算装置的革新以及数值技术的进步, 在 CDF 理论中包含交换项的尝试—相对论 Hartree-Fock (RHF) 理论的发展取得了重要突破^[27-28]。通过采用密度依赖的介子-核子耦合形式, RHF 理论已成功应用于原子核基态^[29-30]、激发态^[31]以及核天体相关物理^[15, 32-33]的研究当中。

事实上基于包含交换项的 CDF 理论的研究表明, 不但同位旋矢量介子-核子耦合道会影响核物质的同位旋相关性, 而且同位旋标量介子-核子耦合道也会产生重要的影响, 例如核物质对称能和中质子有效质量

收稿日期: 2018-09-15; 修改日期: 2018-12-12

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11875152)

作者简介: 刘志伟(1993-), 男, 辽宁丹东人, 在读硕士研究生, 从事粒子物理与原子核物理研究

† 通信作者: 孙保元, E-mail: sunby@lzu.edu.cn.

的劈裂^[22, 27, 32-34]。考虑交换项使得热力学势的密度依赖性增强, 进而导致中子星壳核相变密度减小^[15]。在 β 平衡核物质中加入 Λ 超子后, 额外的交换项效应使得高密度的对称能被大幅压低并导致了相对较小的中子星半径^[32]。此外, 交换项的引入自然地包含了核力中的重要成分——张量力^[35-36], 这软化了对称能的密度依赖行为并提高了直接 Urca 过程的阈值密度^[34], 而对称能中动能部分的大幅减少也被视为张量力的影响^[15, 22]。

本工作旨在基于 RHF 理论开展高阶对称能的研究, 并重点探索其中的交换项效应。

2 理论框架

基于核力介子交换图像的 CDF 理论从含有核子和各种介子自由度的有效拉格朗日量密度出发, 在所构建的试探性 Hartree-Fock 基态波函数下对体系的哈密顿量求期待值, 可以获得 RHF 能量密度泛函, 其包含如下三部分:

$$\varepsilon_k = \sum_{ps\tau} \bar{u}(p, s, \tau) (\boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{p} + M) u(p, s, \tau), \quad (1a)$$

$$\varepsilon_\phi^D = \frac{1}{2} \sum_{p_1 s_1 \tau_1} \sum_{p_2 s_2 \tau_2} \bar{u}(p_1, s_1, \tau_1) \bar{u}(p_2, s_2, \tau_2) \Gamma_\phi(1, 2) \times \frac{1}{m_\phi^2} u(p_2, s_2, \tau_2) u(p_1, s_1, \tau_1), \quad (1b)$$

$$\varepsilon_\phi^E = -\frac{1}{2} \sum_{p_1 s_1 \tau_1} \sum_{p_2 s_2 \tau_2} \bar{u}(p_1, s_1, \tau_1) \bar{u}(p_2, s_2, \tau_2) \Gamma_\phi(1, 2) \times \frac{1}{m_\phi^2 + \mathbf{q}^2} u(p_1, s_1, \tau_1) u(p_2, s_2, \tau_2), \quad (1c)$$

其中 ε_k 表示动能密度, ε_ϕ^D 和 ε_ϕ^E 分别表示直接项与交换项势能密度, $\phi = \sigma, \omega, \rho, \pi$ 代表各种介子-核子耦合道, $\Gamma_\phi(1, 2)$ 为相应的相互作用顶角。依赖于核子动量 p , 自旋 s 以及同位旋 τ 的 Dirac 旋量可以形式地表示为

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

其中 χ_s 和 χ_τ 分别对应于自旋和同位旋波函数。这里带 * 的量定义如下

$$M^* = M + \Sigma_S(p), \quad (3a)$$

$$\mathbf{p}^* = \mathbf{p} + \hat{\mathbf{p}} \Sigma_V(p), \quad (3b)$$

$$E^* = E - \Sigma_0(p), \quad (3c)$$

它们之间满足有效相对论质能关系 $E^{*2} = M^{*2} + \mathbf{p}^{*2}$ 。定义中 Σ_S 为核子标量自能, Σ_0 和 Σ_V 分别对应于矢量自能的类时部分和类空部分。

将式(2)带入式(1a), 动能密度可以进一步化为

$$\varepsilon_k = \frac{1}{\pi^2} \sum_{i=n,p} \int_0^{k_{F,i}} p^2 dp \frac{1}{E^*} \times \left[\left(M^2 + p^2 + M \Sigma_S^D \right) + \left(M \Sigma_S^E + p \Sigma_V^E \right) \right] = \varepsilon_k^{M+p+D} + \varepsilon_k^E, \quad (4)$$

其中 ε_k^{M+p+D} 对应于来自核子静止质量, 核子动量以及标量自能中直接项 (Σ_S^D) 的贡献之和, 而 ε_k^E 对应于来自标量自能以及矢量自能中交换项 (Σ_S^E, Σ_V^E) 的贡献之和。此外, 为进一步研究势能密度中的同位旋结构, 在此定义核子-核子相互作用的同位旋耦合态, 即同位旋单态 $|00\rangle$ 和同位旋三重态 $|11\rangle, |10\rangle, |1-1\rangle$,

$$|00\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \chi_n(1) \chi_p(2) - \chi_p(1) \chi_n(2) \right\}, \quad (5a)$$

$$|11\rangle = \chi_n(1) \chi_n(2), \quad (5b)$$

$$|10\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left\{ \chi_n(1) \chi_p(2) + \chi_p(1) \chi_n(2) \right\}, \quad (5c)$$

$$|1-1\rangle = \chi_p(1) \chi_p(2). \quad (5d)$$

据此, 直接项势能密度 ε_ϕ^D 可以被分解为同位旋单态 ($T=0$) 和同位旋三重态 ($T=1$) 两部分

$$\varepsilon_\phi^D = \varepsilon_{\phi, T=0}^D + \varepsilon_{\phi, T=1}^D, \quad (6)$$

其中

$$\varepsilon_{\phi, T=0}^D = \frac{1}{2} \sum_{p_1 s_1} \sum_{p_2 s_2} \bar{u}(p_1, s_1) \bar{u}(p_2, s_2) \times \langle 00 | \frac{\Gamma_\phi(1, 2)}{m_\phi^2} | 00 \rangle u(p_2, s_2) u(p_1, s_1), \quad (7a)$$

$$\varepsilon_{\phi, T=1}^D = \frac{1}{2} \sum_{p_1 s_1} \sum_{p_2 s_2} \bar{u}(p_1, s_1) \bar{u}(p_2, s_2) \times \left\{ \langle 11 | \frac{\Gamma_\phi(1, 2)}{m_\phi^2} | 11 \rangle + \langle 10 | \frac{\Gamma_\phi(1, 2)}{m_\phi^2} | 10 \rangle + \langle 1-1 | \frac{\Gamma_\phi(1, 2)}{m_\phi^2} | 1-1 \rangle \right\} u(p_2, s_2) u(p_1, s_1). \quad (7b)$$

交换项势能密度的同位旋单态部分 $\varepsilon_{\phi, T=0}^E$ 和同位旋三重态部分 $\varepsilon_{\phi, T=1}^E$ 也可以类似地获得。至此, 对于给定重子数密度 $\rho = \rho_n + \rho_p$ 与同位旋不对称度 $\delta = (\rho_n - \rho_p) / (\rho_n + \rho_p)$ 的核物质体系, 平均每核子结合能 E_b 可以被分解为

$$E_b(\rho, \delta) = E_{b,k}^{M+p+D} + E_{b,k}^E + \varepsilon_{b, T=0}^D + \varepsilon_{b, T=0}^E + \varepsilon_{b, T=1}^D + \varepsilon_{b, T=1}^E, \quad (8)$$

其中 $E_{b,k}^{M+p+D}$ 和 $E_{b,k}^E$ 分别表示动能中的两部分的贡献, $E_{b,T=0}^D$ 和 $E_{b,T=0}^E$ 分别对应于同位旋单态势能中的直接项和交换项贡献, $E_{b,T=1}^D$ 和 $E_{b,T=1}^E$ 分别对应于同位旋三重态势能中的直接项和交换项贡献。

通常在各种自洽平均场的计算中, 可以将同位旋非对称核物质的状态方程 $E_b(\rho, \delta)$ 对同位旋不对称度 δ 进行泰勒展开

$$E_b(\rho, \delta) = E_0(\rho) + \sum_{n=1}^{\infty} S_{2n}(\rho) \delta^{2n}, \quad (9a)$$

$$S_{2n}(\rho) = \frac{1}{(2n)!} \left. \frac{\partial^{2n} E_b(\rho, \delta)}{\partial \delta^{2n}} \right|_{\delta=0}, \quad (9b)$$

其中 $E_0(\rho) = E(\rho, \delta = 0)$ 是对称核物质的平均每核子结合能, 系数 $S_{2n}(\rho)$ 表示密度依赖的第 $2n$ 阶对称能, 即当 $n=1$ 时表示二阶对称能 S_2 , $n=2$ 时表示四阶对称能 S_4 。值得注意的是, 核力的电荷对称性破缺和电荷无关性破缺会导致公式(9a)中奇次项的出现^[37], 但相比于二阶和四阶对称能, 奇次项的贡献相当微弱。因此本工作仍假设核力具有电荷无关性, 并且不计无限大核物质体系中的库仑相互作用, 则交换中子与质子数密度后体系的能量不会发生改变, 公式(9a)中只保留偶次项。根据平均每核子结合能 E_b 的分解公式(8), 可以类似地分解各阶对称能, 本工作以 $S_4(\rho)$ 为例,

$$S_4 = S_{4,k} + S_{4,T=0}^D + S_{4,T=0}^E + S_{4,T=1}^D + S_{4,T=1}^E, \quad (10)$$

其中 $S_{4,k}$ 表示动能部分的贡献, $S_{4,T=0}^D$ 和 $S_{4,T=0}^E$ 分别对应于同位旋单态势能中的直接项和交换项贡献, $S_{4,T=1}^D$ 和 $S_{4,T=1}^E$ 分别对应于同位旋三重态势能中的直接项和交换项贡献。为统一描述各阶对称能 S_{2n} , 可以构建广义的对称能 E_{sym} 如下

$$E_{\text{sym}}(\rho, \delta) = S_2(\rho) + \sum_{n=2}^{\infty} C_{2n}^2 S_{2n}(\rho) \delta^{2n-2}, \quad (11)$$

其中排列组合系数 $C_{2n}^2 = 2n(2n-1)/2$ 。广义的对称能 E_{sym} 也可以类似地进行结构分解

$$E_{\text{sym}} = E_{\text{sym},k}^{M+p+D} + E_{\text{sym},k}^E + E_{\text{sym},\text{pot}}^D + E_{\text{sym},\text{pot}}^E, \quad (12)$$

其中 $E_{\text{sym},k}^{M+p+D}$ 和 $E_{\text{sym},k}^E$ 分别表示动能中的两部分的贡献, $E_{\text{sym},\text{pot}}^D$ 和 $E_{\text{sym},\text{pot}}^E$ 分别对应于势能中的直接项和交换项贡献。

3 结果与讨论

本节数值结果由密度依赖的 RHF 模型参数组 PKO1 和 PKA1 以及密度依赖的相对论平均场 (RMF)

模型参数组 TW99 和 PKDD 计算得到。需要注意, 由于 Hartree 近似方法的自身限制, 有效相互作用 TW99 和 PKDD 不包含 π -赝矢量和 ρ -张量耦合项。但在 RHF 模型中, 有效相互作用 PKO1 和 PKA1 都包含 π -赝矢量, 后者额外包含 ρ -张量耦合项。

为确保四阶对称能 S_4 数值结果的可靠性, 这里需要对其收敛性与稳定性进行步长检验。如图 1 所示, 在检验范围内 (即 $0.0001 \leq d\delta \leq 0.1$), 七点插值型求导公式给出的数值结果收敛并且稳定; 但当步长 $d\delta$ 大约大于 0.02 时, 五点插值型求导公式给出的数值结果不稳定。因此, 本工作采用七点插值型求导公式数值计算(9b)式, 并将同位旋不对称度步长 $d\delta$ 设定为 0.01。

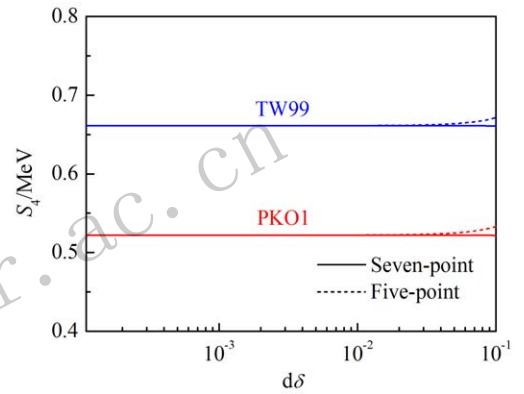


图 1 (在线彩图) 对于饱和密度处四阶对称能, 五点和七点插值型求导公式数值结果的收敛性与稳定性检验

图 2 给出了四阶对称能各部分贡献随重子数密度 ρ 的变化。可见 RMF 和 RHF 结果明显差异。相比于 RMF 的计算结果, RHF 预测的动能部分贡献 $S_{4,k}$ 在

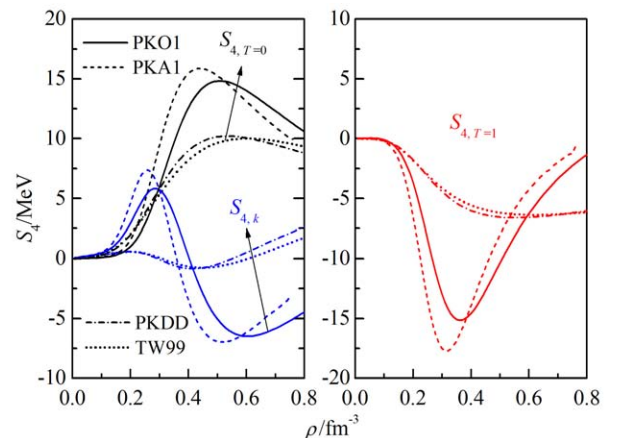


图 2 (在线彩图) 核物质四阶对称能各部分贡献随重子数密度 ρ 的变化

包括 (左图) 中动能部分的贡献 $S_{4,k}$, 同位旋单态势能部分的贡献 $S_{4,T=0}$ 以及 (右图) 中同位旋三重态势能部分的贡献 $S_{4,T=1}$ 。结果由 RHF 模型 PKO1 和 PKA1 以及 RMF 模型 TW99 和 PKDD 计算得到。

$0.1 \lesssim \rho \lesssim 0.4 \text{ fm}^{-3}$ 内明显变大, 并约在 0.4 fm^{-3} 以后明显减小; 对于势能部分贡献, $S_{4,T=0}$ 在 $0.3 \lesssim \rho \lesssim 0.8 \text{ fm}^{-3}$ 内明显变大, 而 $S_{4,T=1}$ 贡献在 $0.1 \lesssim \rho \lesssim 0.6 \text{ fm}^{-3}$ 内明显减小。

在图 3 中, 通过进一步分析可以发现同位旋矢量介子交换项对 S_4 的贡献基本可以忽略。同位旋单态势能部

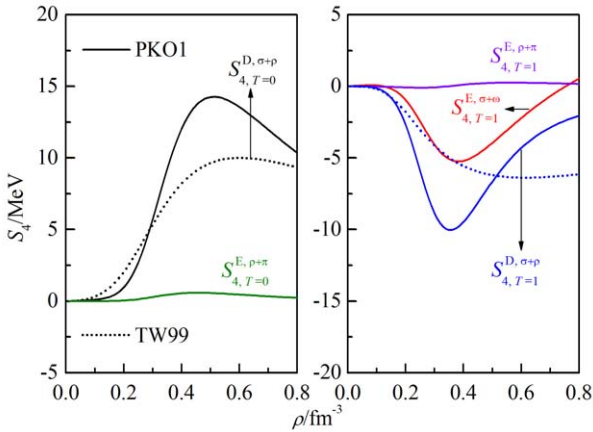


图 3 (在线彩图) 核物质四阶对称能各部分贡献随重子数密度 ρ 的变化 (左图) 中四阶对称能的同位旋单态势能部分 $S_{4,T=0}$ 分解为直接项和同位旋矢量介子交换项的贡献, (右图) 中四阶对称能的同位旋三重态势能部分 $S_{4,T=1}$ 分解为直接项, 同位旋标量以及同位旋矢量介子交换项的贡献。结果由 RHF 模型 PKO1 和 RMF 模型 TW99 计算得到。

分 $S_{4,T=0}$ 的差异几乎由直接项贡献 $S_{4,T=0}^{D,\sigma+\rho}$ 所决定, 而同位旋三重态势能部分 $S_{4,T=1}$ 的差异由直接项贡献 $S_{4,T=1}^{D,\sigma+\rho}$ 所主导, 额外的同位旋标量介子交换项贡献 $S_{4,T=1}^{E,\sigma+\omega}$ 进一步加强了这种差别。值得强调, 同位旋标量 σ -和 ω -介子不参与中质子相互作用的交换过程, 所以相应的 $S_{4,T=0}^{E,\sigma+\omega}$ 贡献是不存在的。

为更直观地统一描述核物质二阶对称能 S_2 与各高阶对称能 $S_{2n} (n \geq 2)$, 作为一种有益的尝试, 我们按照式(12)引入广义的对称能 $E_{\text{sym}}(\rho, \delta)$ 。可以证明广义对称能的几何结构能反映各阶对称能的信息。例如二阶对称能 $S_2(\rho) = E_{\text{sym}}(\rho, \delta = 0)$, 即 S_2 对应于广义对称能曲面与 $\delta = 0$ 平面的交线; 四阶对称能 $S_4(\rho) = \frac{1}{12} \frac{\partial^2 E_{\text{sym}}(\rho, \delta)}{\partial \delta^2} \Big|_{\delta=0}$, 即 S_4 对应于广义对称能曲面随 δ 演化的曲率。

图 4 是 E_{sym} 的势能各部分贡献关于重子数密度 ρ 和同位旋不对称度 δ 的 Contour 图。其中左上图和右下图是由 PKO1 和 TW99 分别计算得到的 $E_{\text{sym,pot}}$; 右上图和左下图分别是由 PKO1 计算得到的 $E_{\text{sym,pot}}^D$ 和 $E_{\text{sym,pot}}^E$ 的贡献。从图中可以直观地发现, RHF 模型给出的 $E_{\text{sym,pot}}^D$ 和 RMF 给出的 $E_{\text{sym,pot}}$ 具有类似的结构, 而交换项部分 $E_{\text{sym,pot}}^E$ 是导致两种模型给出的 $E_{\text{sym,pot}}$ 不同的主要原因。

图 5 是 E_{sym} 的动能各部分贡献关于重子数密度 ρ 和

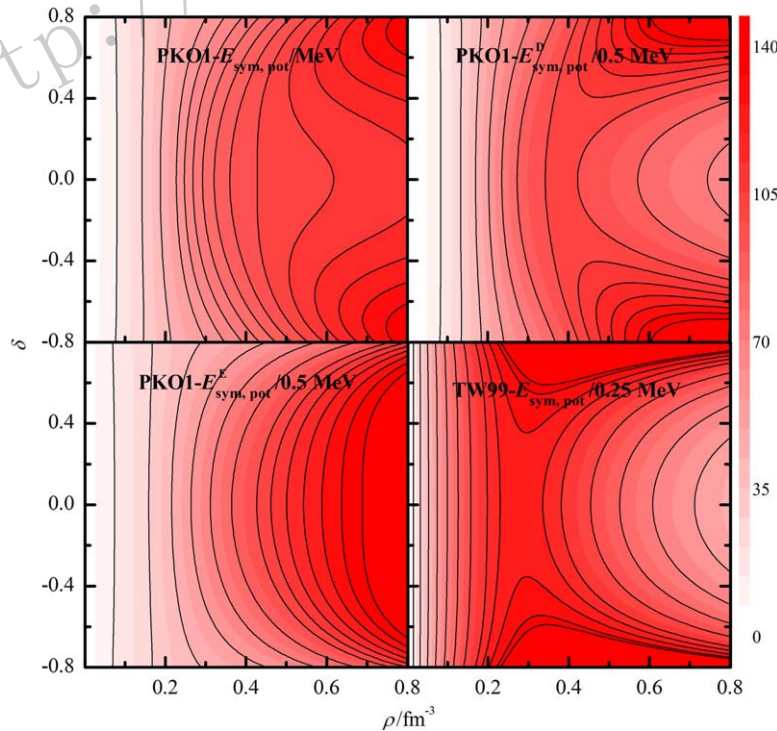


图 4 (在线彩图) 广义对称能的势能各部分贡献 (参见式(12)) 关于重子数密度 ρ 和同位旋不对称度 δ 的 Contour 图 其中左上图和右下图是由 RHF 模型 PKO1 和 RMF 模型 TW99 分别计算得到的广义对称能中势能部分 $E_{\text{sym,pot}}$ 的贡献; 右上图和左下图分别是由 PKO1 计算得到的 $E_{\text{sym,pot}}$ 中直接项部分 $E_{\text{sym,pot}}^D$ 和交换项部分 $E_{\text{sym,pot}}^E$ 的贡献。

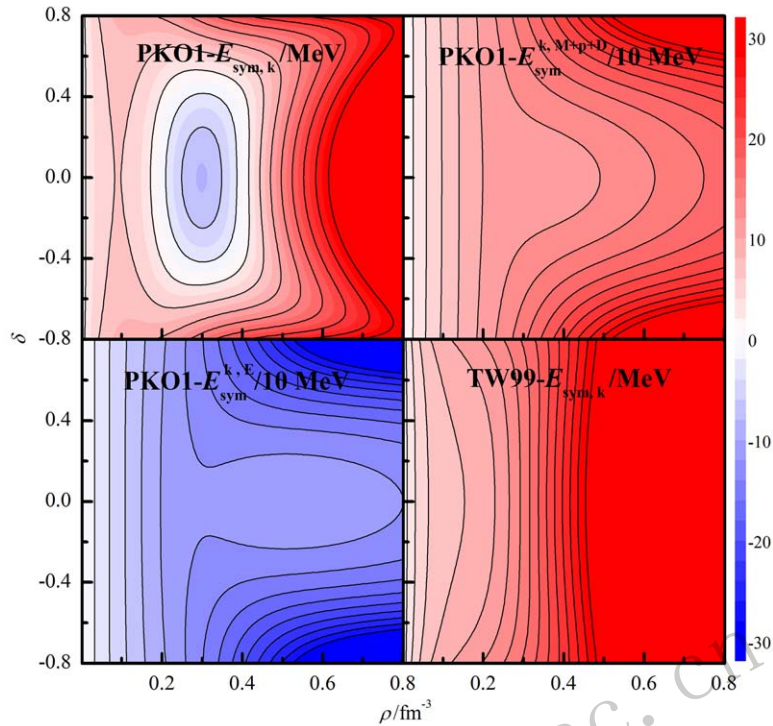


图 5 (在线彩图) 广义对称能的动能各部分贡献(参见式(12))关于重子数密度 ρ 和同位旋不对称度 δ 的 Contour 图 其中左上图和右下图是由RHF模型PKO1和RMF模型TW99分别计算得到的广义对称能中动能部分 $E_{sym,k}$ 的贡献; 右上图和左下图分别是由PKO1计算得到的 $E_{sym,k}$ 中核子静止质量、动量以及直接项相关部分之和 $E_{sym,k}^{M+P+D}$ 和交换项相关部分 $E_{sym,k}^E$ 的贡献。

同位旋不对称度 δ 的 Contour 图。其中左上图和右下图是由PKO1和TW99分别计算得到的 $E_{sym,k}$; 右上图和左下图分别是由PKO1计算得到的 $E_{sym,k}^{M+P+D}$ 和 $E_{sym,k}^E$ 的贡献。从图中可以发现, RHF模型给出的 $E_{sym,k}^{M+P+D}$ 和RMF给出的 $E_{sym,k}$ 均为正值, 仅结构略有不同, 但交换项相关部分 $E_{sym,k}^E$ 的贡献始终为负值, 这进一步加强了两种模型给出的 $E_{sym,k}$ 之间的差异。

4 结论

本文基于CDF理论, 采用密度依赖的介子-核子耦合形式, 将核物质四阶对称能分解为动能部分, 同位旋单态势能部分以及同位旋三重态势能部分。研究发现, 交换项的引入明显改变了四阶对称能中同位旋单态势能部分和同位旋三重态势能部分的密度行为, 特别是来自同位旋标量介子-核子耦合道的交换项贡献提供了一个压制作用。作为一种有益的尝试, 引入广义的对称能, 用以更直观地统一描述核物质各阶对称能效应。

参考文献:

- [1] LATTIMER J M, PRAKASH M. *Phys Rep*, 2000, **333**: 121.
- [2] LI B A, CHEN L W, KO C M. *Phys Rep*, 2008, **464**: 113.
- [3] CHEN L W, KO C M, LI B A. *Phys Rev C*, 2005, **72**: 064309.
- [4] OERTEL M, HEMPEL M, KLÄHN T, *et al. Rev Mod Phys*, 2017, **89**: 015007.
- [5] ZHANG F S, CHEN L W. *Chin Phys Lett*, 2001, **18**: 142.
- [6] STEINER A W. *Phys Rev C*, 2006, **74**: 045808.
- [7] XU J, CHEN L W, LI B A, *et al. Phys Rev C*, 2009, **79**: 035802.
- [8] XU J, CHEN L W, LI B A, *et al. Astrophys J*, 2009, **697**: 1549.
- [9] CAI B J, CHEN L W. *Phys Rev C*, 2012, **85**: 024302.
- [10] SEIF W M, BASU D N. *Phys Rev C*, 2014, **89**: 028801.
- [11] KAISER N. *Phys Rev C*, 2015, **91**: 065201.
- [12] WANG R, CHEN L W. *Phys Lett B*, 2017, **773**: 62.
- [13] PU J, ZHANG Z, CHEN L W. *Phys Rev C*, 2017, **96**: 054311.
- [14] GONZALEZ-BOQUERA C, CENTELLES M, VIÑAS X, *et al. Phys Rev C*, 2017, **96**: 065806.
- [15] LIU Z W, QIAN Z, XING R Y, *et al. Phys Rev C*, 2018, **97**: 025801.
- [16] CHEN L W, CAI B J, KO C M, *et al. Phys Rev C*, 2009, **80**: 014322.
- [17] WELLENHOFER C, HOLT J W, KAISER N. *Phys Rev C*, 2016, **93**: 055802.
- [18] NANDI R, SCHRAMM S. *Phys Rev C*, 2016, **94**: 025806.
- [19] XU C, REN Z Z. *Chin Phys Lett*, 2012, **29**: 122102.
- [20] HEN O, LI B A, GUO W J, *et al. Phys Rev C*, 2015, **91**: 025803.
- [21] CAI B J, LI B A. *Phys Rev C*, 2016, **93**: 014619.
- [22] ZHAO Q, SUN B Y, LONG W H. *J Phys G: Nucl Part Phys*,

- 2015, **42**: 095101.
- [23] CAI B J, LI B A. *Phys Rev C*, 2015, **92**: 011601.
- [24] RING P. *Prog Part Nucl Phys*, 1996, **37**: 193.
- [25] MENG J, TOKI H, ZHOU S G, *et al.* *Prog Part Nucl Phys*, 2006, **57**: 470.
- [26] ZHOU S G, MENG J, RING P. *Phys Rev Lett*, 2003, **91**: 262501.
- [27] LONG W H, VAN GIAI N, MENG J. *Phys Lett B*, 2006, **640**: 150.
- [28] LONG W H, RING P, VAN GIAI N, *et al.* *Phys Rev C*, 2010, **81**: 024308.
- [29] LONG W H, SAGAWA H, MENG J, *et al.* *Phys Lett B*, 2006, **639**: 242.
- [30] LI J J, LONG W H, SONG J L, *et al.* *Phys Rev C*, 2016, **93**: 054312.
- [31] LIANG H Z, VAN GIAI N, MENG J. *Phys Rev Lett*, 2008, **101**: 122502.
- [32] LONG W H, SUN B Y, HAGINO K, *et al.* *Phys Rev C*, 2012, **85**: 025806.
- [33] SUN B Y, LONG W H, MENG J, *et al.* *Phys Rev C*, 2008, **78**: 065805.
- [34] JIANG L J, YANG S, DONG J M, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **91**: 025802.
- [35] JIANG L J, YANG S, SUN B Y, *et al.* *Phys Rev C*, 2015, **91**: 034326.
- [36] ZONG Y Y, SUN B Y. *Chin Phys C*, 2018, **42**: 024101.
- [37] DONG J M, ZHANG Y H, ZUO W, *et al.* *Phys Rev C*, 2018, **97**: 021301.

Physics of Fock Terms on Fourth-order Symmetry Energy of Nuclear Matter

LIU Zhiwei^{1,2}, QIAN Zhuang^{1,2}, SUN Baoyuan^{1,2,†}

(1. School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China;

2. Engineering Research Center for Neutron Application Technology, Ministry of Education, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

Abstract: The density dependence of nuclear fourth-order symmetry energy S_4 is studied within the covariant density functional (CDF) theory in terms of the kinetic energy, isospin-singlet, and isospin-triplet potential energy parts of the energy density functional. When the Fock diagram is introduced, it is found that both isospin-singlet and isospin-triplet components of the potential energy plays important roles in determining the fourth-order symmetry energy. Especially, an extra suppression, which comes from the Fock terms via isoscalar meson-nucleon coupling channels, is revealed in the isospin-triplet potential part of the fourth-order symmetry energy. As an useful attempt, the generalized symmetry energy is introduced to describe the various orders of nuclear symmetry energies in a visual and self-consistent way.

Key words: fourth-order symmetry energy; effects of Fock terms; nuclear matter; covariant density functional theory

Received date: 15 Sep. 2018; Revised date: 12 Dec. 2018

Foundation item: National Natural Science Foundation of China(11875152)

† Corresponding author: SUN Baoyuan, E-mail: sunby@lzu.edu.cn.