

同位旋非对称核物质性质与 扩展的 BHF 方法*

(II) 状态方程、对称能以及三体核力效应

左维^{1,2} U. Lombardo³ 刘建业^{1,2} 李增花¹ 李君清^{1,2}

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (兰州重离子加速器国家实验室原子核理论研究中心 兰州 730000)

3 (INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

摘要 在同位旋相关的 BHF 理论框架内,研究了微观三体核力对非对称核物质状态方程和原子核对称能的影响.结果表明:即使引进了微观三体核力后,核物质结合能随同位旋非对称度的变化关系仍然能够在整个同位旋自由度范围内($0 \leq \beta \leq 1$)相当精确地满足二次方规律.在核物质饱和密度 $\rho_0 = 0.17 \text{fm}^{-3}$ 处,三体核力对于对称能 E_{sym} 的影响很小,考虑三体核力后得到的对称能为 30.71 MeV,与其经验值符合得很好;对于高密度核物质,由于三体核力效应,对称能明显增大,而且三体核力使对称能随密度的增大要比不考虑三体核力情况下的计算结果陡得多.同时还给出了对称能的密度依赖关系的一个简单的参数化形式.

关键词 微观三体核力 非对称核物质 对称能

1 引言

同位旋非对称核物质状态方程一直是核天体物理研究中所关心的.在宇宙演化的过程中,能够形成同位旋高度非对称的核物质.例如,在中子星的核物质芯部分,预期质子占总核子数的比例仅为 0.1 左右^[1].同位旋非对称核物质状态方程和性质对于理解核天体物理中许多现象(如超新星爆炸,中子星结构及其演化等)至关重要.实际上,核物质状态方程是中子星结构模型(TOV 方程)的基本输入量,对中子星的结构和演化性质起重要作用^[2,3].研究还表明^[1,4],对称能及其密度依赖对中子星冷却过程中直接 URCA 机制能否发生起决定性作用,而这一过程的发生将大大增加中子星的冷却速度.另一方面,放射性次级束装置的相继建成和使用,为研究和确定同位旋高度非对称条件下核物质的状态

2001-12-27 收稿

* 中国科学院百人计划经费,国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400),中国科学院知识创新工程重大项目(KJ9X2-SW-N02)和兰州重离子国家实验室原子核理论中心基金资助

方程和性质提供了有利条件. 研究表明, 滴线附近丰中子核的性质, 包括中子分布半径、中子皮厚度、结合能、形变、中子密度分布等, 都敏感地依赖于核物质状态方程的同位旋相关部分^[5-8]. 而且, 对丰中子核反应过程中同位旋效应的研究显示出主要的反应动力学和观测量包括集体流、同位旋平衡、同位旋标度性(isospin scaling)、前平衡核子发射、化学不稳定性以及液汽相变等都对同位旋非对称核物质的性质, 特别是对称能的密度依赖关系非常敏感^[8-13].

从现实核力出发, 采用微观多体理论方法来研究核物质状态方程是核物理学中的一个基本课题. 近年来, 采用多体变分法^[14-16]、相对论性 Dirac Brueckner-Hartree-Fock 方法(DBHF)^[17-25]以及非相对论性 Brueckner-Hartree-Fock 方法(BHF)^[26-33]在这方面进行了大量的理论研究工作. 相对论性 DBHF 方法虽然能够较好地描述对称核物质的饱和性质, 但仍存在一些问题需要进一步理解. 例如, 由于四维方程向三维方程约化时所作的各种近似带来的有效相互作用协变表示的不惟一性^[21-23]; 所预言的核物质的液汽相变的临界温度远低于相对论平均场理论、非相对论 BHF 方法及 Skryme Hartree-Fock 的结果^[18, 26]; DBHF 的协变表示在推广到同位旋非对称核物质时也遇到困难^[24]等等. 另外, 现有的 DBHF 方法中所采用的单粒子自能的弱动量相关性这一近似也值得进一步讨论^[22].

众所周知, 从两体现实核力出发, 非相对论微观多体理论方法(如多体变分法和 BHF 方法等)不能正确预言核物质饱和点性质^[17, 29-34]. 为了改善核物质饱和点性质的微观理论预言, 需要在两体核子-核子相互作用的基础上考虑三体核力. 通常, 三体核力可分为唯象三体核力和微观三体核力. 唯象三体核力包含两个或几个可调参数, 这些可调参数通过符合核物质的经验饱和点性质来确定. Wiringa 等^[15, 16]和 Baldo 等^[31]分别在多体变分法和非相对论 BHF 框架内引进唯象三体核力, 研究了核物质状态方程及其在中子星物理中的应用. 但这些研究仅限于对称核物质与中子物质的状态方程, 为了得到同位旋非对称核物质的状态方程, 需要在整个同位旋区间利用经验关系 $E_A(\beta, \rho) = E_A(\beta = 0, \rho) + E_{\text{sym}}\beta^2$ ^[15, 16, 31], 这里 E_A , ρ 和 β 分别是每核子能量、总核子密度及同位旋非对称度. 另外, 采用多体变分法得到的对称能密度依赖与相对论性和非相对论性 Brueckner 方法的预言都有明显差别.

本文在同位旋相关的 BHF 理论框架^[35]内, 通过在两体现实核力基础上引进微观三体核力, 研究了三体核力对非对称核物质状态方程和对称能的影响.

2 同位旋相关的微观三体核力

本文采用的微观三体核力模型是文献[30]中根据介子交换流方法建立的, 包括了 1) 伴随自由核子-反核子对中间态虚激发过程对核子相互作用中介子交换过程的介质修正导致的三体核力; 2) 由于核子共振态中间虚激发对核子相互作用中介子交换过程的介质修正导致的三体核力; 3) 与核子相互作用中介子-核子非线性耦合相关的贡献以及介子-介子相互作用导致的三体核力. 关于这一微观三体核力模型的具体物理考虑和分析, 详见文献[30]中的论述. 上述微观三体核力模型中的参数(包括介子相互作用常数, 动量截断因子)是通过符合所采用的两体现实核力(本文采用完全的 Argonne V_{18} 势^[36]作

为微观点两体现实核力)来确定.因而,本文计算中的三体核力是微观意义上的且与所采用的两体现实核力相自治.

通过区分中子和质子自由度,可以将文献[30]中的微观三体核力模型推广到非对称核物质.为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题,通常使用的方法是对第三个粒子自由度作平均,将三体核力约化为一个密度相关的等效两体核力^[29,30],推广到非对称核物质,由下式给出

$$\begin{aligned} \langle r'_1, r'_2 | V_3^{\tau_1 \tau_2} | r_1, r_2 \rangle &= \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\tau_3, \mathbf{r}'_3) [1 - \eta_{\tau_1 \tau_3}(r'_{13})] [1 - \eta_{\tau_2 \tau_3}(r'_{23})] \times \\ &\quad \langle r'_1, r'_2, r'_3 | W_3^{\tau_1 \tau_2 \tau_3} | r_1, r_2, r_3 \rangle \phi_n(\tau_3, \mathbf{r}_3) \times \\ &\quad [1 - \eta_{\tau_1 \tau_3}(r_{13})] [1 - \eta_{\tau_2 \tau_3}(r_{23})], \end{aligned} \quad (1)$$

其中 $\eta_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$ 是关联函数,定义为 $\eta_{\tau_i \tau_j}(r_{ij}) = \phi_{\tau_i \tau_j}(r_{ij}) - \psi_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$, τ_i 表示第 i 个核子的同位旋自由度, $\phi_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$ 是两个自由核子的相对运动波函数,而 $\psi_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$ 是核介质中两个关联核子的相对运动波函数,它是 BHF 的解.因此 $\eta_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$ 描述核子-核子间短程关联(即梯形图关联).本文计算采用标准的 BHF 自治方案,即通过自治迭代求解同位旋相关的 Bethe-Goldstone(BG)方程,得到有效相互作用 G 矩阵.由于三体核力导致的等效两体核力 $\langle r'_1, r'_2 | V_3^{\tau_1 \tau_2} | r_1, r_2 \rangle$ 依赖于核子间关联,因此在 BG 方程迭代求解每一步过程, $\langle r'_1, r'_2 | V_3^{\tau_1 \tau_2} | r_1, r_2 \rangle$ 必须与 G 矩阵相互自治地确定.就是说,在每一次迭代中,通过求解 BG 方程得到 G 矩阵,再根据 G 矩阵可计算关联 $\eta_{\tau_i \tau_j}(r_{ij})$,进一步利用(1)式计算出 $\langle r'_1, r'_2 | V_3^{\tau_1 \tau_2} | r_1, r_2 \rangle$;用两体现实核力 AV_{18} 加上得到的 $\langle r'_1, r'_2 | V_3^{\tau_1 \tau_2} | r_1, r_2 \rangle$ 作为下一次迭代的核子-核子相互作用,重复上述过程直到计算收敛到给定精度.

在计算中对辅助势采用连续性选择.一方面,文献[28]的研究结果表明在辅助势的连续性选择下,空穴线展开的收敛速度要比间隙选择下快得多;另一方面,在连续性选择下,辅助势具有单粒子平均场的物理意义.得到有效相互作用 G 矩阵后,就可以计算核物质状态方程和单粒子性质.

3 结果与讨论

利用同位旋相关的 BHF 方法,并通过在两体现实核力的基础上引进三体核力,计算了不同密度和同位旋非对称度下非对称核物质的状态方程,并研究了三体核力对状态方程及其同位旋依赖的影响.

图 1 给出了计算得到不同的同位旋非对称度 β 下非对称核物质状态方程,图中虚线是不考虑三体核力时的计算结果;实线是在计算中包括了三体核力时的结果;图中曲线由下向上对应的同位旋非对称度分别为 $\beta = 0, 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1$. 由图中可以看到:一方面,三体核力大大改善了对称核物质($\beta = 0$)的饱和性质;另一方面,在整个同位旋非对称度范围内,三体核力对状态方程都贡献一个随密度增大而增强的额外排斥作用,使高密度核物质状态方程变硬.上述结果与文献[32]中关于对称核物质的结果相符,也和相对论

性 DBHF 理论的预言^[17]在总体上相一致。

为了讨论三体核力对状态方程的同位旋依赖的影响,图 2 给出了几个不同密度下非对称核物质相对于对称核物质的每核子能量移动 $E_A(\beta, \rho) - E_A(\beta = 0, \rho)$ 随同位旋非对称度的平方 β^2 ($\beta^2 = [(\rho_n - \rho_p)/\rho]^2$) 的变化关系,图 2(a)是在两体核力基础上考虑了三体核力的计算结果,而图 2(b)是不考虑三体核力时的结果。图中不同符号对应于不同的密度,给出了 BHF 计算得到的结果;而直线则是通过对不同密度下前 3 个 BHF 计算结果 ($\beta^2 = 0, 0.04, 0.16$) 作线性拟合得到的线性关系。图中结果清楚地表明,无论是否考虑三体核力,在整个同位旋非对称范围内非对称核物质的结合能随非对称度 β 的变化都相当精确地满足下述二次方关系,即

$$E_A(\beta, \rho) = E_A(\beta = 0, \rho) + E_{\text{sym}}(\rho)\beta^2. \quad (2)$$

这一结果不仅为根据原子核质量表总结出的原子核结合能半经验公式中对称能项关于中子-质子非对称度的抛物线规律提供了微观理论支持,而且将这一经验规律的适用性扩展到整个同位旋非对称度范围。值得注意的是,尽管三体核力所导致的等效核力同时具有密度和同位旋相关性,在考虑了三体核力后,上述二次方规律仍然能够精确地得以满

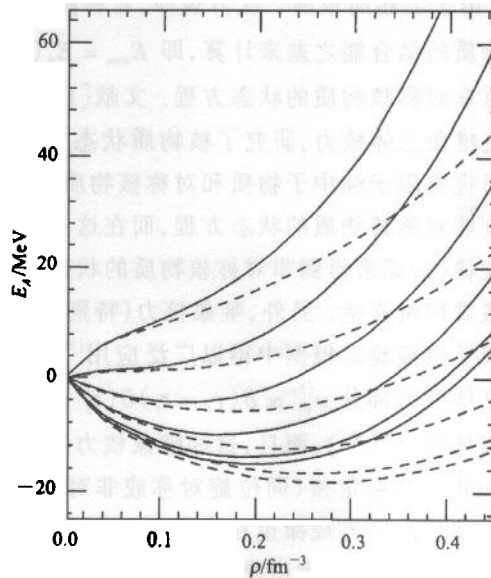


图 1 核物质的单核能量(或称为结合能)随密度的变化关系(详细说明见正文)

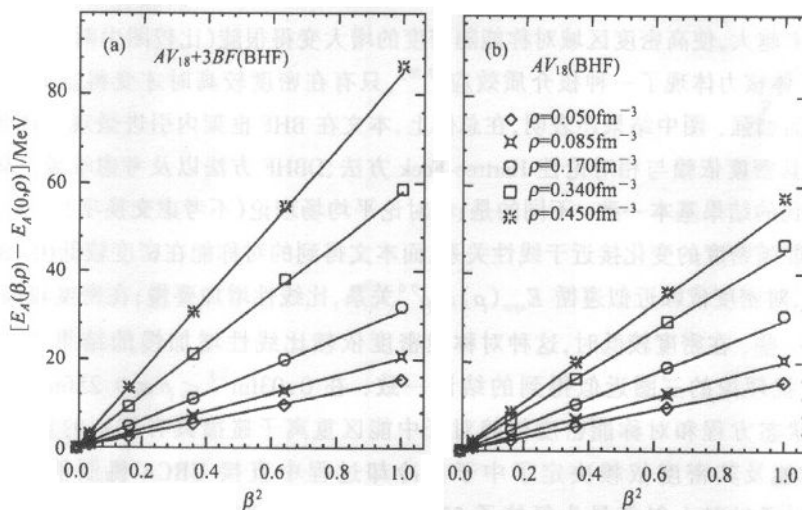


图 2 不同密度下非对称核物质相对于对称核物质的每核子能量移动随同位旋非对称度的平方 β^2 的变化关系

足. 由于上述简单的二次方规律, 对称能 $E_{\text{sym}}(\rho)$ 与 β 无关, 可以通过纯中子物质和对称核物质的结合能之差来计算, 即 $E_{\text{sym}} = E_A(\beta = 1, \rho) - E_A(\beta = 0, \rho)$. 利用(2)式来进一步计算非对称核物质的状态方程. 文献[15, 16, 31]中分别在多体变分法和 BHF 理论框架内引进唯象三体核力, 研究了核物质状态方程并广泛应用于研究中子星结构和冷却. 但这些研究都限于纯中子物质和对称核物质两种极端情况, 为了研究中子星性质, 必须知道同位旋非对称核物质的状态方程, 而在这些文献中, 都是在整个同位旋区间通过假定了二次方规律(2)式来得到非对称核物质的状态方程. 因而, 本文结果为上述研究工作提供了一个微观理论支持. 另外, 唯象核力(特别是 Skyrme 力^[37])由于其简单性而在核物理特别是重离子碰撞运输模型中得以广泛应用^[38], 在这些唯象核力中, 通常都包含一项定域的唯象三体核力部分 $v_{ijk}^{(3)} \propto \delta(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j)\delta(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)$ (对于自旋饱和的核物质, 等价于一个密度相关两体核力^[37, 38]), 而且, 这些唯象核力中的可调参数都是通过符合同位旋对称核物质的饱和性质和稳定核(同位旋对称或非对称度很小)的基态性质来确定的. 因此, 本文得到的上述二次平方规律也在微观理论上对将唯象核力向同位旋高度非对称核物质(特别是核天体物理)或远离稳定线原子核的推广应用给出了一个需要满足的约束和限制条件.

由于二次方规律的存在, 非对称核物质的状态方程直接由对称核物质的状态方程和对称能 $E_{\text{sym}}(\rho)$ 决定. 而且, 研究表明^[1-12]: 对称能特别是其密度依赖直接或间接影响中子星的性质及演化、远离稳定线原子核的性质以及丰中子核反应动力学过程中的同位旋效应等. 图 3 给出了对称能的密度依赖关系. 图 3(a)是本文的计算结果以及与其他理论预言的比较: 正方形和菱形符号分别表示考虑和不考虑三体核力两种情况下根据二次方关系(2)式得到的对称能, 而实线则是根据对称能的标准定义 $E_{\text{sym}}(\rho) = \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 E_A(\beta, \rho)}{\partial \beta^2} \right]_{\beta=0}$ 得到的相应两种情况下的结果,

可以再一次定量看出二次方规律(2)式的精确度是相当高的(误差在 7% 以内). 首先可以看到, 当密度较低时($\rho \leq 0.2 \text{fm}^{-3}$), 三体核力对于对称能的影响很小; 而随着密度的增加, 三体核力的影响越来越大, 使高密度区域对称能随密度的增大变得很陡(比较图中两条实线). 这是合理的, 因为三体核力体现了一种核介质效应^[17, 25], 只有在密度较高时才变得重要, 而且其效应随密度增大而加强. 图中结果还表明, 在总体上, 本文在 BHF 框架内引进微观三体核力后预言的对称能及其密度依赖与相对论性 Hartree-Fock 方法、DBHF 方法以及考虑唯象三体核力后的 BHF 计算得到的结果基本一致. 不同的是: 相对论平均场理论(不考虑交换项)^[39]和 DBHF 方法预言的对称能随密度的变化接近于线性关系, 而本文得到的对称能在密度较低($0.03 \text{fm}^{-3} \leq \rho \leq 0.25 \text{fm}^{-3}$)时, 对密度依赖近似遵循 $E_{\text{sym}}(\rho) \propto \rho^{0.6}$ 关系, 比线性增加要慢; 在密度较高时, 比线性增加要稍快一些. 在密度较低时, 这种对称能密度依赖比线性增加慢的结果与文献[40]中采用本征微扰理论的三圈近似得到的结论一致. 在 $0.03 \text{fm}^{-3} \leq \rho \leq 0.25 \text{fm}^{-3}$ 这一密度区域, 核物质状态方程和对称能密度依赖对于中能区重离子碰撞具有特别的重要性^[8]; 而高密度区对称能及其密度依赖决定了中子星冷却过程中直接 URCA 机制能否发生^[4]. 最近, 文献[12]通过对入射能量为每核子 50MeV 的重离子碰撞 $^{124}\text{Sn} + ^{124}\text{Sn}$ 和 $^{112}\text{Sn} + ^{112}\text{Sn}$ 实验^[41]中多重碎裂事件的分析, 指出对于多重碎裂机制, 两个碰撞系统的同位素产额比具有同位旋标度性. 文献[12]中还进一步利用膨胀蒸发源模型(EES)并假定简单的对称能

参数化 $E_{\text{sym}} = C \cdot (\rho/\rho_0)^\gamma$ 进行理论计算, 结果表明实验结果对 γ 相当敏感. 当 $\gamma \approx 0.6$ 时, 理论预言的同位旋标度律与实验结果相符. 而在相应的密度区域(上述重离子碰撞的入射能量为每核子 50MeV, 能够达到的最大压缩密度约为 $\rho_{\text{max}} \approx 1.5\rho_0 \approx 0.25\text{fm}^{-3}$), 本文得到的对称能的密度依赖与文献[12]中结论一致.

为使本文结果能够方便地应用于重离子碰撞动力学过程中的同位旋效应的研究以及中子星结构和演化性质的研究, 对计算得到的对称能的密度依赖进行了简单的参数化, 结果如图 3(b)所示. 正方形和菱形符号分别表示考虑和不考虑三体核力两种情况下 BHF 理论计算得到的对称能; 而相应的实线是对预言的对称能随密度的变化进行简单的函数拟合得到的曲线(即计算结果参数化曲线). 在两种情况下, 对称能密度依赖的参数化公式分别由下式给出

(1) BHF 计算中考虑三体核力

$$E_{\text{sym}}(u) = \begin{cases} 30.71 + 27.8(u-1)^{1.31}, & u > 1, \\ 30.71u^{0.6}, & u \leq 1, \end{cases} \quad (3)$$

(2) BHF 计算中不考虑三体核力

$$E_{\text{sym}}(u) = 30.71u^{0.58}, \quad (4)$$

式中 $u \equiv \rho/\rho_0$, $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 为对称核物质经验饱和密度. 由图可见, 上述简单参数化公式在所考虑的密度范围内($\rho \leq 0.45\text{fm}^{-3}$)能够相当精确地符合本文 BHF 理论预言的结果, 而且便于应用.

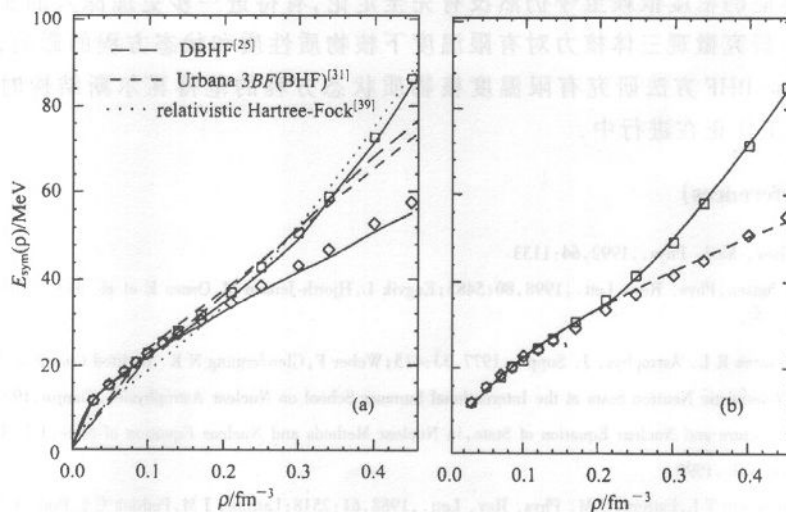


图 3 对称能的密度依赖关系

4 总结与展望

本文将文献[30]中建立在介子交换流方法上的微观三体核力加以推广, 并应用于同位旋非对称核物质, 利用同位旋相关的 BHF 理论方法, 通过在两体现实核力基础上自治

地引进这一微观三体核力研究了三体核力对非对称核物质状态方程及其同位旋依赖性的影响。本文计算结果从微观上证实了根据原子核质量表总结出来的原子核结合能半经验公式中对称能项关于中子-质子非对称度的抛物线规律,并将这一规律的适用性扩展到整个同位旋非对称范围。本文研究显示:尽管三体核力导致的等效核子相互作用同时依赖于密度和同位旋,在计算中引进了三体核力后,上述抛物线规律在整个同位旋非对称度范围内仍然能够相当精确地成立。这一结果一方面为上述简单的经验规律提供了一个微观理论支持,而且为这一规律在中子星性质和冷却研究中的应用^[15,16,31]提供了微观理论基础。另一方面,这一结果也给出了唯象核力(如 Skyrme 力)向同位旋高度非对称核物质和远离稳定线原子核的推广和应用的一个需要满足的限制条件。在饱和密度 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 处,考虑和不考虑三体核力两种情况下,得到的对称能都与其经验值^[42]相当好地符合。在密度相对较低时(饱和密度 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 附近及饱和密度以下区域),三体核力对于对称能的影响很小,而随着密度的增加,三体核力效应变得越来越重要。与不考虑三体核力的结果相比,在高密度区域,三体核力的贡献使对称能随密度而增大的速度变快。在 BHF 理论框架内,自洽引进微观三体核力后得到的对称能大小及其密度依赖在总体上与相对论性多体方法的预言是一致的。不同的是相对论性方法预言的对称能密度依赖接近于线性关系,而在密度相对较低区域,本文给出的对称能密度变化接近于 $\rho^{0.6}$,比线性关系要缓慢得多,这一结果与近期实验上提取的结果^[12]相一致。本文还给出了对称能密度依赖计算结果的简单的参数化公式,可以方便地应用于重离子碰撞输运理论模拟和核天体物理。对称能的密度依赖至今仍然没有完全定论,有待进一步更加深入的实验和理论研究。进一步研究微观三体核力对有限温度下核物质性质和状态方程的影响,将有助于澄清利用 Dirac-BHF 方法研究有限温度核物质状态方程的范得瓦尔斯结构时遇到的困难^[18,26],这一工作正在进行中。

参考文献 (References)

- 1 Pethick C J. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, **64**:1133
- 2 Morten Hjorth-Jensen, *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**:5485; Engvik L, Hjorth-Jensen M, Osnes E et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**:2650
- 3 Arnett W D, Bowers R L. *Astrophys. J. Suppl.*, 1977, **33**:415; Weber F, Glendenning N K. Invited Course on Hadronic Matter and Rotating Relativistic Neutron Stars at the International Summer School on Nuclear Astrophysics, Tianjin, 1991; Bombaci I. Neutron Star Structure and Nuclear Equation of State, in *Nuclear Methods and Nuclear Equation of State*, Ed. Boldo M, Singapore: World Scientific, 1999
- 4 Prakash M, Ainsworth T L, Lattimer J M. *Phys. Rev. Lett.*, 1988, **61**:2518; Lattimer J M, Pethick C J, Prakash M. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**:2701
- 5 Tanihata I. *Nucl. Phys.*, 1997, **A616**:56c
- 6 Scheit H et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**:3937; Glasmacher T et al. *Phys. Lett.*, 1997, **B395**:163
- 7 Farine M, Sami T, Remaud B et al. *Z. Phys.*, 1991, **A339**:363
- 8 Li B A, Ko C M, Bauer M. *Inter. J. Mod. Phys.*, 1998, **E7**:147
- 9 Toro M Di, Baran V, Colonna M et al. *Progr. Part. and Nucl. Phys.*, 1999, **42**:125
- 10 Scalone I, Colonna M, Toro M Di. *Phys. Lett.*, 1999, **B461**:9
- 11 Li B A, Ko C M, Ren Z Z. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**:1644

- 12 Tsang M B, Friedman W A, Gelbke C K et al. Phys. Rev. Lett., 2001, **86**:5023
- 13 Li B A. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:4221
- 14 Friedman B, Pandharipande V R. Nucl. Phys., 1981, **A361**:502
- 15 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. Phys. Rev., 1988, **C38**:1010
- 16 Akmal A, Pandharipande V R. Phys. Rev., 1997, **C56**:2261; Phys. Rev., 1998, **C58**:1804
- 17 Machleidt R. Adv. Nucl. Phys., 1989, **16**:189; Brockmann R, Machleidt R. The Dirac-Brueckner Approach, in Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State, Ed. M. Baldo, Singapore: World Scientific, 1999
- 18 Haas B ter, Malfliet R. Phys. Rep., 1987, **149**:207; Phys. Rev. Lett., 1987, **59**:1652
- 19 Serot B D, Walecka J D. Int. Journ. Mod. Phys., 1997, **E6**:515; Horowitz C J, Serot B D. Nucl. Phys., 1987, **A464**:613
- 20 Engvik L, Hjorth-Jensen M, Osnes E et al. Phys. Rev. Lett., 1994, **73**:2650; Astrophys. Journ., 1996, **469**:794
- 21 Sehn L, Fuchs C, Faessler A. Phys. Rev., 1997, **C56**:216
- 22 Fuchs C, Waindzoeh T, Faessler A et al. Phys. Rev., 1998, **C58**:2022
- 23 Gross-Boelting T, Fuchs C, Faessler A. Nucl. Phys., 1999, **A648**:105
- 24 de Jong F, Lenske H. Phys. Rev., 1998, **C57**:3099
- 25 Lee C H, Kuo T T S, Li G Q et al. Phys. Rev., 1998, **C57**:3488
- 26 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**:83
- 27 Bombaci I, Kuo T T S, Lombardo U. Phys. Rep., 1994, **242**:165
- 28 SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:1584
- 29 Baldo M. The Many-body Theory of the Nuclear Equation of State. In: Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State, Ed. M. Baldo, Singapore: World Scientific, 1999
- 30 Grange P, Lejeune A, Martzloff M et al. Phys. Rev., 1989, **C40**:1040
- 31 Baldo M, Bombaci I, Burgio G F et al. Astron. Astrophys., 1997, **328**:274
- 32 Lejeune A, Lombardo U, ZUO W. Phys. Lett., 2000, **477**:45
- 33 Baldo M, Giansiracusa G, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 1995, **A583**:599
- 34 Coester. Phys. Rev., 1970, **C1**:765
- 35 ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. HEP & NP, 2002, **26**(7):703 (in Chinese)
(左维, Lombardo U, 李增花等. 高能物理与核物理, 2002, **26**(7):703)
- 36 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. Phys. Rev., 1995, **C51**:28
- 37 Skyrme T H R. Nucl. Phys., 1959, **9**:615; ZHUO Y Z, HAN L Y, WU X Z. Prog. Theor. Phys., 1988, **79**:100
- 38 Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G et al. Phys. Rep., 1991, **202**:233; Bertsch G F, Gupta S Das. Phys. Rep., 1988, **160**:189
- 39 Greco V, Matera F, Colonna M et al. Phys. Rev., 2001, **63**:035202; Greco V, Colonna M, Toro M Di. Phys. Rev., 2001, **C64**:045203
- 40 Kaiser N, Fritsch S, Weise W. Nucl. Phys., 2002, **A697**:255
- 41 XU H S et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **85**:1998
- 42 Blaizot J P. Phys. Rep., 1980, **65**:171

**Properties of Isospin Asymmetric Nuclear Matter and
Extended Brueckner-Hartree-Fock Approach^{*}**
(II) Equation of State, Symmetry Energy and Three-Body Force Effects

ZUO Wei^{1,2} U. Lombardo³ LIU Jian-Ye^{1,2} LI Zeng-Hua¹ LI Jun-Qing^{1,2}

¹ (Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

² (Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator Lanzhou, Lanzhou 730000, China)

³ (INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

Abstract Within the isospin dependent Brueckner-Hartree-Fock approach, the equation of state of isospin asymmetric nuclear matter and its isospin dependence have been investigated in the whole isospin range. The present work has been focused on the effects of a microscopic three-body force on the equation of state of asymmetric nuclear matter and nuclear symmetry energy. It is shown that, even with the presence of the three-body force, the empirical parabolic law of the energy per nucleon vs isospin asymmetry is still fulfilled accurately in the whole isospin range ($0 \leq \beta \leq 1$). Around the empirical saturation density $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$, the three-body force effect on the symmetry energy is rather small and the symmetry energy at the saturation density obtained in the presence of the three-body force is 30.71 MeV in good agreement with its empirical value $30 \pm 4 \text{ MeV}$; while at high density, the three-body force provides a strong enhancement of the symmetry energy and makes the symmetry energy increase much more rapid as increasing density. A simple parametrization of the symmetry energy as a function of density is proposed

Key words microscopic three-body force, asymmetric nuclear matter, symmetry energy

Received 27 December 2001

* Supported by 100 Talents Programme of Chinese Academy of Sciences, Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Knowledge Innovation Project of CAS (KJ951-SW-N02) and Center of Theoretical Nuclear Physics, National Laboratory of Heavy Ion Accelerator, Lanzhou