

核物质中的三体核力效应和相对论效应*

左维^{1,2} U. Lombardo³

1 (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)

2 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

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

摘要 在 BHF 理论框架内, 利用两体现实核力和微观三体核力研究了核物质状态方程, 仔细计算和分析了核介质中不同的基本微观过程导致的三体核力对核物质状态方程的贡献, 与相对论 DBHF 方法的计算进行了比较. 结果表明, DBHF 方法中包含的对核物质状态方程的主要相对论修正来自于核介质中伴随着自由核子-反核子对虚激发中间过程对核子相互作用中标量 σ 介子交换过程介质修正效应所导致的三体核力, 而来自于其他的基本微观过程的三体核力对核物质状态方程的贡献并不能完全相互抵消, 它们的总贡献甚至在饱和密度附近也是不能忽略的.

关键词 核物质 BHF 方法 三体核力 相对论效应 状态方程

1 引言

重离子碰撞研究的一个主要目的就是要提取核物质状态方程的知识^[1]. 核物质状态方程不仅是研究和理解核子间强相互作用的一个有力工具, 而且对核天体物理的研究也具有特殊的重要性^[2]. 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一直是核物理学中的一个基本课题. 近年来, 采用多体变分法^[3-5]、相对论性 Dirac Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 方法^[6-17] 以及非相对论性 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法^[18-24] 在这方面进行了大量的理论研究工作. 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^[6, 8, 18, 21, 22, 24-26]. 尽管利用现存的各种不同的两体现实核力得到的核物质饱和点的差别很大, 而且都能定性给出饱和密度与饱和能量的量级, 但问题是所有这些结果都落在核物质经验饱和区域之外的一条带内(习惯上称为 Coester 带^[25]). 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

2001-11-30 收稿

* 中国科学院“百人计划”, 国家重点基础研究发展规划(G2000077400), 中国科学院知识创新工程重点方向项目(KJCX2-SW-N02)和兰州重离子国家实验室原子核理论研究中心课题基金资助

核力可分为唯象三体核力和微观三体核力. Wiringa 等^[4,5] 和 Baldo 等^[24] 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在中子星物理中的应用. 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. 因此,唯象三体核力不适合于研究核物质的饱和点性质及饱和机制问题. 相对论性 Dirac-Brueckner 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^[10-12];负能态问题;预言的核物质的液气相变(范得瓦尔斯结构)的临界温度远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^[7,26];在推广到非对称核物质时也遇到困难^[15]等. 另外,现有的 Dirac-Brueckner 方法忽略了核子有效质量的动量依赖性(即假设单粒子自能的弱动量相关性),在非相对论极限下对应于“参考谱”近似^[27]. 而文献[11]的研究结果表明,至少对于单粒子性质的研究这一近似并不令人满意. 研究表明^[6-17],随着核物质中核子密度的增大,DBHF 方法中的相对论效应能够提供足够的排斥作用,从而能够较好地描述对称核物质的饱和性质. 这一相对论效应是核物质中核子 Dirac 旋量受到的介质修正效应的直接结果,即核介质中核子的有效 Dirac 旋量包含的自由反核子分量的贡献. Brown 等指出^[16,17],Dirac-Brueckner 方法中最主要的相对论效应对应于一种特殊的三体核力效应,即核介质中由于自由核子-反核子对虚激发对核子相互作用中标量 σ 介子交换部分的介质修正所导致的三体核力(后文中将称为 2σ - $\bar{N}N$ 三体核力,其他三体核力名称依此类推,详见文献[18])效应. 因此,DBHF 方法描述核物质状态方程的精确性依赖于其他的基本微观过程导致的三体核力贡献间的抵消程度. 本文的目的就是要利用非相对论 BHF 方法,通过在两体现实核力的基础上引进微观三体核力,仔细研究并比较核介质中各种不同基本微观过程导致的三体核力对核物质状态方程的贡献和影响,从而澄清核物质饱和和机制以及三体核力与相对论效应的内在联系. 结果表明,除了 DBHF 方法中包含的中间态自由核子-反核子对虚激发过程所导致的三体力效应外,其他三体核力的贡献同样具有重要性. 因而,为了可靠地预言核物质状态方程,特别是当密度相对较高时,需要同时自治考虑来自所有重要的基本微观过程的三体核力.

2 微观三体核力

建立在介子-核子场理论基础之上的标准的核子-核子相互作用模型中,核子被看作无内部结构的刚性点粒子. 但实际上核子是由 3 个夸克组成的具有内部结构的粒子. 在核子-核子通过吸收和发射介子发生相互作用过程中,将伴随对中间态核子结构的修正(例如,中间态核子的虚激发). 在核介质中,由于泡利原理,这种两核子中间态虚激发过程必然与第三个核子自由度相关. 三体核力正是核介质中,在刚性点核子层次上核子内部结构效应(或者说非核子自由度影响)的直接结果^[6,20]. 本文采用的微观三体核力模型是文献[18]中根据介子交换流方法建立的,考虑了核力单玻色交换模型中最重要的 4 种玻色子 π, σ, ω 和 ρ ^[6],其中 ω 介子与核子具有强矢量耦合; ρ 介子与核子有强的张量耦合;而核力单玻色交换模型中 σ 介子的引进模拟了多 π 交换效应^[6],提供了核子-核子强

相互作用中的中程吸引部分. 为清楚起见, 图 1 给出了这一模型中包含的所有三体核力, 对应于不同的基本微观过程对核子相互作用的介质修正的贡献. 由图 1 可见, 这一微观三体力模型包含了: 1) 伴随自由核子 - 反核子对虚激发过程对核子相互作用中同位旋标量介子(σ, ω)交换部分的介质修正导致的三体核力的贡献(见图 1(a)); 2) 由于核子共振态 Roper(即 $N^*(1440)$, 自旋和同位旋 $J = T = 1/2$)中间虚激发对核子相互作用中(σ, ω)交换过程的介质修正导致的三体核力(见图 1(b)); 3) 与核子相互作用中(π, ρ)介子交换过程相联系三体核力(见图 1(c)), 其中包括自由核子 - 反核子对虚激发和核子共振态中间虚激发过程的贡献(图 1(c-1))与介子 - 核子非线性耦合相关的贡献(图 1(c-2))以及介子 - 介子相互作用导致的三体核力(图 1(c-3)). 本文将着重讨论与(σ, ω)交换过程相关的三体核力对核物质状态方程的贡献, 即图 1(a)和(b)中的三体核力. 正如文献[18]中讨论, 对于同位旋标量介子 σ 和 ω 交换过程, 由于守恒定律的限制, 与核子共振态 Δ 相联系的中间虚激发过程是不能发生的, 而能够发生的最低的核子共振态是 Roper. Roper 共振态能量仅仅比 $\Delta(1232)$ 约高 200MeV, 其贡献不能被忽略; 而且, 与自旋为 $\frac{3}{2}$ 的 Δ 不同, Roper 具有与核子相同的自旋和同位旋, 容易与周围的核子耦合. 关于上述三体核力模型中各种三体核力的具体物理考虑和分析, 详见文献[18]中论述. 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^[28]作为微观两体现实核力)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.

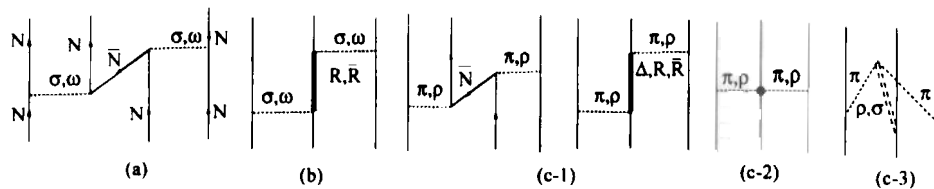


图 1 本文计算中采用的微观三体核力模型中所包含的各种不同的三体核力

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^[18,20], 本文中称为有效的三体核力, 由下式给出^[18,22]:

$$V_3^{\text{eff}}(r'_1, r'_2; r_1, r_2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(r'_3) [1 - \eta(r'_{13})][1 - \eta(r'_{23})] \times W_3(r'_1, r'_2, r'_3; r_1, r_2, r_3) \phi_n(r_3) [1 - \eta(r_{13})][1 - \eta(r_{23})], \quad (1)$$

其中 $\eta(r_{13})$ 是关联函数, 定义为 $\eta(r_{12}) = \varphi(r_{12}) - \psi(r_{12})$. $\varphi(r_{12})$ 是两个自由核子的波函数; 而 $\psi(r_{12})$ 是核介质中两个关联核子的波函数, 它是 BHF 的解. 因此 $\eta(r_{12})$ 包含了核子 - 核子间短程关联(即梯形图). 在 BHF 方程迭代求解过程每一步, $\eta(r_{12})$ 函数和有效三体核力 V_3^{eff} 都重新自洽地计算^[22]. 因此, 通过 BHF 自洽迭代过程, 这一有效三体核力中正确计及了与第三个核子关联效应.

3 结果与讨论

本文计算采用标准的 BHF 自洽方案,即通过自洽迭代求解 Bethe-Goldstone 方程,从而得到有效相互作用 G 矩阵. 在计算中对辅助势采用连续性选择. 一方面,文献[21]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. 下面将通过区分和计算图 1 中各种不同的基本微观过程导致的三体核力(特别是中间态 $N\bar{N}$ 虚激发过程)对核物质状态方程的影响,并与相对论 Dirac-BHF 方法的预言^[8]进行比较,来研究核物质状态方程中的相对论效应与相应的三体核力效应的联系以及核物质的饱和机制.

3.1 (σ, ω) - $N\bar{N}$ 三体核力

重点研究伴随核子-反核子对中间态虚激发的同位旋标量介子 σ 和 ω 交换过程所导致的三体核力对核物质状态方程的影响,其中 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力的贡献被认为对应于 Dirac-BHF 方法中的主要相对论效应^[16,17],因此特别值得仔细讨论.

图 2 给出了 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力对核物质状态方程(即核物质的每核子能量 E/A 随密度的变化)的贡献,用考虑了 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力的计算结果 $E_{(2,3)BF}/A$ 与不考虑三体核力的结果 E_{2BF}/A 之差来描述,由图可见, 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力对核物质状态方程贡献一个随密度单调增加的排斥作用,这一贡献随密度变化近似满足下列幂指数关系:

$$\Delta E/A = [E_{(2,3)BF} - E_{2BF}]/A \approx 2.4(\rho/\rho_0)^{0.3} \text{ (MeV)}, \quad (2)$$

其中, $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$, 为核物质经验饱和密度. 从图中还可以看到,在计算有效三体核力时((1)式),如果忽略核子-核子间的短程关联¹⁾, 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力的排斥贡献将增强. 这是因为核子间的短程关联阻止两个核子空间位置过度接近,因而具有减弱有效三体核力的作用. 当不考虑这种短程关联对三体核力的影响时,三体核力的作用将被高估. 在这种情况下, $\Delta E/A$ 随密度的变化仍

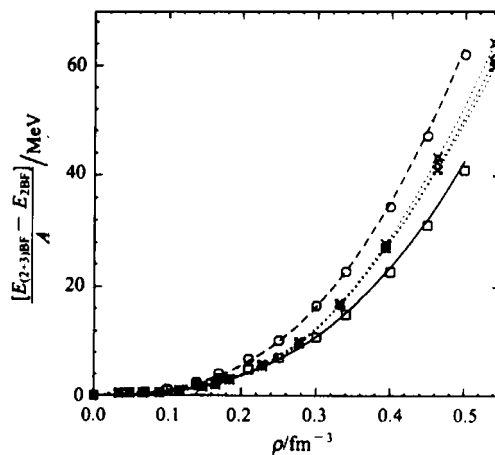


图 2 考虑了 2σ - $N\bar{N}$ 三体核力的计算结果 $E_{(2,3)BF}/A$ 与不考虑三体核力的结果 E_{2BF}/A 之差(\square)随密度的变化. ———对计算结果的拟合. \circ 在计算有效三体核力时忽略核子-核子间的短程关联得到的结果(见正文解释), ———相应的拟合曲线. ·····是 DBHF 预言的相对论修正^[8]. $\square, \diamond, \times$ 分别对应于 3 种不同的 Bonn 势: BonnA, BonnB 和 BonnC^[8].

1) 即在 BHF 自洽迭代过程中,在(1)式中取 $\eta = 0$ 来计算有效三体核力. 图中空心圆符号.

然近似满足 $(\rho/\rho_0)^{8/3}$ 幂指数关系, 但系数增大到 3.6 (图中虚线所示). 为了与 Dirac-BHF 方法中的相对论效应进行比较, 在图 2 中同时给出了文献 [8] 中利用 Dirac-BHF 方法所预言的对核物质状态方程的相对论修正, 定义为 Dirac-BHF 的计算结果与 Dirac-BHF 的非相对论极限下的结果之差. 采用 3 种不同的 Bonn 势得到的相对论修正几乎完全重合, 这表明 Dirac-BHF 中的相对论修正效应, 至少对核物质状态方程而言, 对于所采用的两体单玻色子交换核势不敏感. 现在比较上述 2σ - NN 三体核力效应和相对论效应对核物质状态方程的修正. 可以看到, 在饱和密度 $\rho_0 = 0.17\text{fm}^{-3}$ 附近, 两者几乎完全重合; 当核物质密度增大到 $\rho \approx 0.25\text{fm}^{-3}$ 左右时, 两者逐渐开始出现差别; 而且随着密度的进一步增大, 两者之间的差别变得越来越明显, 在 $\rho = 0.5\text{fm}^{-3}$ 附近, 达到约 27%. 这是因为在高密度核物质中, 高阶相对论效应 (四体核力和四体以上核力效应) 会起作用 (详见文献 [17] 中论述). 上述结果表明, 核物质中伴随核子-反核子对 (NN) 中间态虚激发的 2σ 介子交换过程所导致的 2σ - NN 三体核力, 能够定量给出 Dirac-BHF 方法中的主要相对论效应. 因此, Dirac-BHF 方法描述核物质状态方程和饱和机制的精确性依赖于其他基本微观过程所导致的三体核力的贡献之间的抵消程度. 为说明这一点, 在图 3 中给出了不同情况下核物质的状态方程. 由图中可见, 在非相对论 BHF 理论框架内, 2σ - NN 三体核力确实能够明显地改善核物质的饱和密度, 但低估了饱和能量, 与 Dirac-BHF 方法采用两体核力 BonnB 得到的结果基本一致. 当考虑图 1 中所有三体核力的总贡献后, 核物质的饱和性质同样得以明显改善 (比较图 3 中长虚线和短虚线). 比较图中长虚线与实线可以发现, 除了 2σ - NN 三体核力外, 其他微观过程导致的三体核力对核物质状态方程的贡献是不能忽略的. 因此, 有必要对其他各种不同的微观过程导致的三体核力各自的相对贡献加以区分并仔细研究和分析.

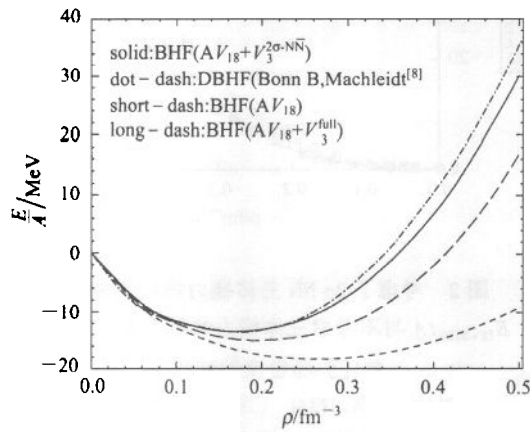


图 3 不同情况下的核物质状态方程

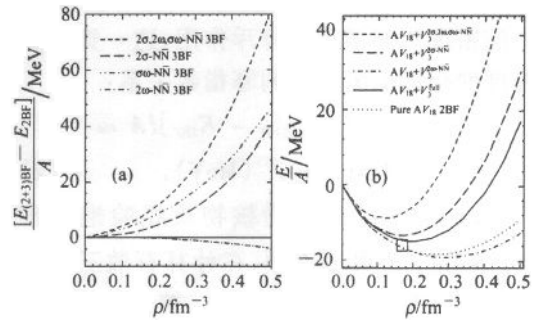


图 4 (a) 2σ - NN 三体核力、 $\sigma\omega$ - NN 三体核力、 2ω - NN 三体核力以及总的 (σ, ω) - NN 三体核力对核物质状态方程的贡献; (b) 相应的核物质状态方程 \square 核物质经验饱和点位置.

首先, 讨论 (σ, ω) - NN 三体核力中其他两部分 $\sigma\omega$ - NN 和 2ω - NN 三体核力的效应, 如图 4 所示. 图 4(b) 给出了不同情况下的状态方程; 而图 4(a) 是给出了三体核力对核物质状态方程的修正, 即 $[E_{(2,3)BF}/A - E_{2BF}/A]$. 由图中计算结果可以看出: 2ω - NN 三体核力对状

态方程仅仅贡献一个相对来说非常弱的吸引效应,而且这一贡献在饱和密度附近几乎为零;但 $\sigma\omega\text{-NN}$ 三体核力给出一个非常强的排斥贡献,这一贡献甚至比 $2\sigma\text{-NN}$ 三体核力的贡献还要强. 结果是, $(\sigma,\omega)\text{-NN}$ 三体核力三部分的总贡献(图 4 中的短虚线)带来的排斥效应太强而大大低估了饱和能量并导致高密度核物质状态方程过硬. 因此,我们预期来自核子共振中间态虚过程的三体核力效应将部分抵消上述过强的排斥效应.

3.2 与核子共振态虚过程相联系的三体核力效应

本小节将着重研究与核子共振态虚过程相联系的三体核力效应对核物质状态方程的影响. 为此,图 5 给出了考虑各种不同的三体核力情况下核物质状态方程以及相应的三体核力导致的对状态方程的修正. 图中计算结果表明, $(\sigma,\omega)\text{-R,R}$ 三体核力效应是非常明显的,这一效应对状态方程的贡献是一个强的吸引作用,而且在大小上可以和 $(\sigma,\omega)\text{-NN}$ 三体核力的排斥效应相比拟,在很大程度上抵消了 $(\sigma,\omega)\text{-NN}$ 三体核力导致的过强的排斥作用. 图 5 中也给出了与 π,ρ 介子交换相关的三体核力效应,这一效应甚至在高密度时也仅仅提供一个相对弱得多的吸引作用,对核物质状态方程的影响很小,这与文献[18,29]中结果一致. 图 5 (a)中的点线分别对应于动能和两体核势对状态方程的贡献,可以看到,当密度较低时,三体核力的贡献相对于动能和两体核势来说较小;而随着密度增大,三体核力的相对贡献变得越来越重要.

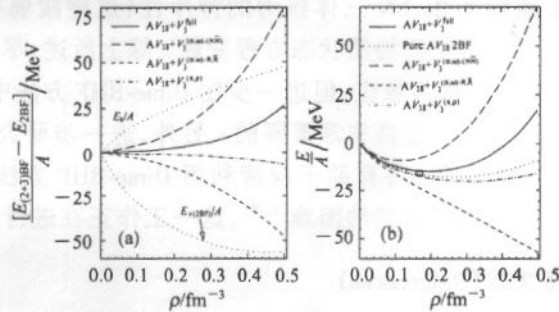


图 5 (a)各种不同微观过程导致的三体核力对核物质状态方程的贡献以及(b)相应的核物质状态方程

对弱得多的吸引作用,对核物质状态方程的影响很小,这与文献[18,29]中结果一致. 图 5 (a)中的点线分别对应于动能和两体核势对状态方程的贡献,可以看到,当密度较低时,三体核力的贡献相对于动能和两体核势来说较小;而随着密度增大,三体核力的相对贡献变得越来越重要.

各种不同微观基本过程所导致的三体核力之间相互竞争,它们对核物质状态方程的总效应是提供了一个随密度增大而单调增强的中等程度的排斥贡献,大大改善了核物质的饱和密度(从采用纯的两体核力预言的结果 0.265fm^{-3} 到考虑了三体核力后的 0.198fm^{-3}). 与相对论性 Dirac-BHF 方法的结果相比,本文在非相对论 BHF 框架内考虑图 1 所示的所有三体核力后所预言的核物质状态方程在高密度区要软得多(参见图 3 中的长虚线和点虚线),这主要是由于除 $2\sigma\text{-NN}$ 三体核力外的其他三体核力效应之间并不能完全抵消,减弱了 $2\sigma\text{-NN}$ 三体核力的强排斥性. 在计算得到的饱和点(饱和密度 0.198fm^{-3} , 饱和能量 -15.08MeV)处,核物质不可压缩系数为 $K = 207\text{MeV}$,与经验值 $K = 210 \pm 30\text{MeV}^{[30]}$ 相一致.

4 结论

本文在 BHF 理论框架内,研究和分析了各种不同微观过程所导致的微观三体核力对核物质状态方程的影响,并与 Dirac-BHF 方法的预言进行了仔细比较,定量讨论了 $2\sigma\text{-NN}$ 三体核力与 Dirac-BHF 方法中的相对论效应的联系. 本文计算结果表明,三体核力对核物

质状态方程的主要效应是提供一个随密度增大而增强的额外排斥作用,从而大大改善了预言的核物质饱和性质.通过研究各种不同基本微观过程所导致的三体核力对核物质状态方程的贡献以及它们之间的相对重要性,并与 Dirac-BHF 方法的预言进行比较发现: 2σ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力能够定量给出 Dirac-BHF 方法对核物质状态方程的主要相对论修正,支持了 Brown 等关于相对论平均场理论和 Dirac-BHF 方法中相对论效应的定性讨论和论述^[17,18].更为重要的是,本文研究表明:除了 2σ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力外,由其他基本微观过程导致的三体核力(如 $\sigma\omega$ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力、Roper 共振导致的三体核力)对核物质状态方程也会有相当大的贡献,而且这些其他的三体核力的总效应是吸引的,与 2σ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力效应有相同的数量级,甚至在核物质饱和密度附近也是不能忽略的;这些其他的三体核力的总效应在一定程度上减弱了 2σ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力的排斥性(这种减弱在高密度 $\rho = 0.5\text{fm}^{-3}$ 时可达 35% 左右),使高密度核物质状态方程变软.综上所述,尽管相对论 Dirac-BHF 方法自治地包含了 2σ - $\bar{N}\bar{N}$ 三体核力效应,但进一步在 Dirac-BHF 方法中自治考虑其他基本微观过程所导致的三体核力效应也是非常重要的.另外,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,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德瓦尔斯结构时遇到的困难^[7,26],这一工作正在进行中.

参考文献 (References)

- 1 LI B A, Ko C M, Bauer W. *Inter. J. Mod. Phys.*, 1998, **E7**:147; Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G et al. *Phys. Rep.*, 1991, **202**:233; Bertsch G F, Gupta S Das. *Phys. Rep.*, 1988, **160**:189
- 2 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, P. R. China, June 17—27, 1991; Morten Hjorth-Jensen. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **80**:5485; Bombaci I. Neutron Star Structure and Nuclear Equation of State, in *Nuclear Methods and Nuclear Equation of State*. Ed. M. Baldo, Singapore: World Scientific, 1999
- 3 Friedman B, Pandharipande V R. *Nucl. Phys.*, 1981, **A361**:502
- 4 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. *Phys. Rev.*, 1988, **C38**:1010
- 5 Akmal A, Pandharipande V R. *Phys. Rev.*, 1997, **C56**:2261; *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:1804
- 6 Machleidt R. *Adv. Nucl. Phys.*, 1989, **16**:189 及其中所引文献
- 7 Haar B ter, Malfliet R. *Phys. Rep.*, 1987, **149**:207; *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**:1652
- 8 Brockmann R, Machleidt R. *Phys. Rev.*, 1990, **C42**:1965; The Dirac-Brueckner Approach, in *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State*. Ed. M. Baldo, Singapore: World Scientific, 1999 及其中所引文献
- 9 Engvik I, Hjorth-Jensen M, Osnes E et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**:2650; *Astrophys. Journ.*, 1996, **469**:794
- 10 Sehn L, Fuchs C, Faessler A. *Phys. Rev.*, 1997, **C56**:216
- 11 Fuchs C, Waindzoeh T, Faessler A et al. *Phys. Rev.*, 1998, **C58**:2022
- 12 Gross-Boelting T, Fuchs C, Faessler A. *Nucl. Phys.*, 1999, **A648**:105
- 13 Horowitz C J, Serot B D. *Nucl. Phys.*, 1987, **A464**:613
- 14 Anastasio M R, Celenza L S, Shakin C M. *Phys. Rev. Lett.*, 1980, **45**:2096
- 15 Jong F de, Lenske H. *Phys. Rev.*, 1998, **C57**:3099
- 16 Brown G E, Weise W, Baym G et al. *Comments Nucl. Phys.*, 1987, **17**:39
- 17 Serot B D, Walecka J D. *Int. Journ. Mod. Phys.*, 1997, **E6**:515
- 18 Grange P, Lejeune A, Martzloff M. *Phys. Rev.*, 1989, **C40**:1040
- 19 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. *Phys. Rep.*, 1976, **25**:83 及其中所引文献
- 20 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 及其中所引文献
- 21 SONG H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:1584
 - 22 Lejeune A, Lombardo U, ZUO W. Phys. Lett., 2000, **477**:45
 - 23 Bombaci I, Kuo T T S, Lombardo U. Phys. Rep., 1994, **242**:165
 - 24 Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. Astron. Astrophys., 1997, **328**:274
 - 25 Coester et al. Phys. Rev., 1970, **C1**:765
 - 26 Baldo M, Giansiracusa G, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 1995, **A583**:599
 - 27 Bethe H A, Brandow B H, Petschek A G. Phys. Rev., 1963, **129**:225
 - 28 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. Phys. Rev., 1995, **C51**:28
 - 29 Ellis R C, Coon S A, Mc Kellar B H J. Nucl. Phys., 1985, **A438**:631
 - 30 Blaizot J P. Phys. Rep., 1980, **65**:171

Effects of Three-body Forces and Relativistic Effect on Equation of State of Nuclear Matter *

ZUO Wei^{1,2} U. Lombardo³

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

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

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

Abstract Within Brueckner-Hartree-Fock framework, the equation of state of nuclear matter has been investigated by adopting the charge-dependent Argonne V_{18} two-body realistic force and the microscopic three-body forces based on a meson-exchange model. The contributions to the equation of state from the three-body forces due to different microscopic elementary processes have been calculated and discussed carefully. It is shown by comparing with the results from the relativistic Dirac-BHF approach that the main relativistic correction to nuclear equation of state can be reproduced fairly well by the present Brueckner-Hartree-Fock calculations including only the three-body force originated from the scalar σ meson exchange coupling to the virtual excitation of a nucleon-antinucleon pair. However, the effects of the three-body forces due to other processes can not be cancelled completely with each other, and even around the saturation density of nuclear matter, their net contribution is not negligible.

Key words nuclear matter, Brueckner Theory, three-body force, relativistic effect, equation of state

Received 30 November 2001

* Supported by 100 Talents Programme of CAS, Major State Basic Research Development Program (G2000077400), CAS Knowledge Innovation Project (KJ92-SW-N02) and Theoretical Nuclear Physics Center, National Laboratory of Heavy Ion Collisions, China