

同位旋非对称核物质性质 与扩展的 BHF 方法*

(I) 同位旋相关的扩展的 BHF 方法

左维¹ U. Lombardo² 李增花¹ 刘建业¹

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

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

摘要 通过引进基态关联和同位旋自由度的区分,推广了 Brueckner-Hartree-Fock 理论方法,并应用于同位旋非对称核物质,系统地研究了在整个同位旋自由度范围内核物质的状态方程和单粒子特性及其同位旋效应.还研究了微观三体核力对同位旋非对称核物质性质及其同位旋效应的影响,定量讨论了三体力效应与相对论性平均场理论及 Dirac-Brueckner 方法的联系.主要给出了同位旋相关的 Brueckner-Hartree-Fock 方法的基本理论和计算公式.

关键词 非对称核物质 扩展的 BHF 方法 同位旋效应 基态关联

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.随着放射性次级束装置的相继建成和使用,为在实验室内产生同位旋高度非对称核物质提供了有利条件,使人们能够在大的同位旋自由度范围内研究和提取核物质的性质和状态方程.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^[1-4].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、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^[1,5-9].同位旋非对称核物质的性质还对核天体物理的研究也具有特殊的重要性.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

2001-09-27 收稿

* 中国科学院百人计划基金,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

0.1 左右^[10]. 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)有重要作用. 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^[11-13]. 研究还表明^[10, 14], 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.

由于对于核物质性质和状态方程的普遍兴趣, 微观理论上采用多体变分法^[13, 15]、相对论性 Dirac Brueckner-Hartree-Fock 方法^[16-24]以及非相对论性 Brueckner-Goldstone 方法^[25-27]进行了大量的研究工作. 目前, 多体变分法计算仅限于对称核物质与中子物质的状态方程. 为了得到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 $E_A(\beta, \rho) = E_A(\beta=0, \rho) + E_{\text{sym}}\beta^2$ ^[13, 15], 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关系与相对论性和非相对论性 Brueckner 方法的预言都有明显差别. 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^[22, 23]; 负能态问题; 预言的核物质的液汽相变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 Skyrme Hartree-Fock 的结果^[19, 25]; 在推广到非对称核物质时也遇到困难^[24]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^[28]. 而文献[21]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. 文献[27]中利用非相对论 Brueckner-Hartree-Fock(BHF)方法, 采用可分离形式的 Paris 势作为现实核力, 研究了非对称核物质的状态方程和单粒子性质, 但没有考虑基态关联效应和多体关联导致的费米面以下态非完全填充效应对单粒子性质的影响. 众所周知, BHF 近似严重地破坏了 Hugenholtz-Van Hove(HVH)定理^[29], 而 HVH 定理反映了微扰方法中给定近似等级的内在自洽性.

另外, 文献[26]的研究采用了分离核势, 并忽略了有效相互作用 G 矩阵的虚部. 本系列论文的目的在于通过区分中子和质子自由度, 并在质量算子和单粒子性质中引进基态关联(核物质基态的粒子-空穴激发, 对应于质量算子空穴线展开中的二阶项贡献)和费米面以下态非完全占据这一多体关联效应(三阶项贡献), 将 BHF 方法推广到同位旋相关的扩展的 BHF(EBHF)方法. 并采用完全的 Argonne V_{14} 势^[30]作为现实核力, 系统地研究非对称核物质的状态方程和单粒子性质(包括中子和质子平均场、费米能量、有效质量、平均自由程等)及其同位旋效应, 并系统研究基态关联效应对上述中子和质子单粒子性质的影响. 本文将推导和建立同位旋相关的扩展的 BHF 方法以及基本公式, 并给出用于数值计算的以分波表示的基本方程和计算质量算子和准粒子能量中重排项(二阶贡献)和重正项(三阶贡献)以及相关的量(如泡利算子和反泡利算子的角平均等)的具体表达式. 另外, 还将研究微观三体核力对同位旋非对称核物质性质及其同位旋效应的影响, 并详细讨论三体力效应与相对论性平均场理论及 Dirac-Brueckner 方法的联系.

2 同位旋相关的扩展的 BHF 方法

同位旋非对称核物质是由中子和质子组成的无限大两分量费米子强相互作用多体系

统. 对于给定中子密度 ρ_n 和质子密度 ρ_p 的非对称核物质, 可定义核子总密度 $\rho = \rho_n + \rho_p$ 和同位旋非对称度参数 $\beta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$. 则 β 可描述非对称核物质中子和质子的非对称程度. 中子和质子的费米动量分别由下列关系式给出

$$k_F^n = [3\pi^2 \rho_n]^{1/3} = \left[\frac{3\pi^2}{2} (1 + \beta) \rho \right]^{1/3}, \quad (1)$$

$$k_F^p = [3\pi^2 \rho_p]^{1/3} = \left[\frac{3\pi^2}{2} (1 - \beta) \rho \right]^{1/3}. \quad (2)$$

Brueckner-Bethe-Goldstone 理论的基本出发点是有效相互作用 G 矩阵^[31]. 对于非对称核物质, G 矩阵同时依赖于核子总密度和同位旋非对称度 β . G 矩阵满足 Bethe-Goldstone 方程

$$G(\rho, \beta; \omega) = v_{NN} + v_{NN} \sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q(k_1, k_2) \langle k_1 k_2|}{\omega - \epsilon(k_1) - \epsilon(k_2) + i\eta} G(\rho, \beta; \omega), \quad (3)$$

其中 v_{NN} 是现实核子-核子相互作用, ω 是起始能量, $k \equiv (k, \sigma, \tau)$ 表示单核子动量, 自旋和同位旋第三分量. G 矩阵可以被看作核介质中两核子间的有效相互作用. 介质效应通过泡利算子 $Q(k_1, k_2)$ 和能量分母中的单粒子能量 $\epsilon(k)$ 进入 G 矩阵. 泡利算子 $Q(k_1, k_2)$ 定义为

$$Q(k_1, k_2) = [1 - n(k_1)][1 - n(k_2)], \quad (4)$$

它阻止两个中间态的核子散射到其各自的费米面以下的态. $n(k)$ 表示费米分布函数, 在零温时即为阶梯函数 $\theta(k - k_F)$ (非关联基态). 能量分母中的单粒子能量由下式给出

$$\epsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U(k), \quad (5)$$

其中 $U(k)$ 为辅助势. 对辅助势不同的选择决定了空穴线展开的收敛速度^[31]. 通常对辅助势有两种选择: 一是间断选择; 另一种是连续选择. 研究表明在连续选择下, 空穴线展开的收敛速度要快^[32]. 在计算中, 我们采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有平均场的物理意义, 由反对称化 G 矩阵的实部通过下列关系给出

$$U(k) = \sum_{k'} n(k') \text{Re} \langle kk' | G[\epsilon(k) + \epsilon(k')] | kk' \rangle_A. \quad (6)$$

在 BHF 近似下, 对于具有给定核子总密度和非对称度的核物质, 通过自洽求解方程 (3), (5) 和 (6), 可以得到 G 矩阵. 核物质的每核子能量和单粒子性质由 BBG 空穴线展开的最低阶计算得到.

2.1 质量算子中的基态关联效应

我们的一个主要目的是在计算同位旋非对称核物质中质子和中子的单粒子特性时, 扩展 BHF 近似. 为此, 引进下述质量算子^[31,33]

$$M^\tau(k, \omega) = V^\tau + iW^\tau(k, \omega), \quad (7)$$

质量算子是一个复算子, 可以看作一个具有动量 k 和能量 ω 的中子 ($\tau = n$) 或质子 ($\tau = p$) 在非对称核物质中感受到的平均位势. 从这里开始, 在下面的公式及方程中, 我们将标明同位旋指标 τ . 根据 BBG 理论, 质量算子 $M^\tau(k, \omega)$ 可按照空穴线的数目进行展开^[34,35]. 利用 Goldstone 图形方法, 图 1 中给出展开式中的前几项.

中子和质子的准粒子能量由下述能量-动量关系确定^[35,36]

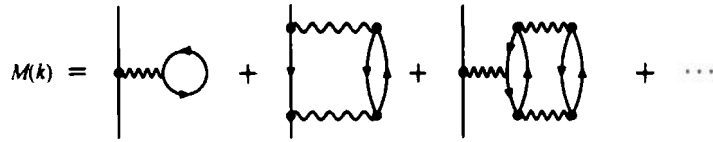


图 1 质量算子空穴线展开中前几项

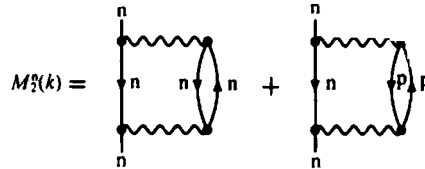


图 2 中子质量算子空穴线展开式中的二阶贡献

$$E^\tau(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V^\tau[k, E^\tau(k)], \quad (8)$$

质量算子的最低阶近似(BHF 近似)由下式计算:

$$M_1^\tau(k, \omega) = \sum_{\tau'} \sum_{k\sigma} n^{\tau'}(k') \langle kk' | G^{\tau'}[\omega + \epsilon^\tau(k')] | kk' \rangle_A \equiv \sum_{\tau'} M_1^{\tau'\tau}(k, \omega), \quad (9)$$

这时,准粒子能量与方程(5)得到的 BHF 单粒子能量一致,即 $E_1^\tau(k) = \epsilon^\tau(k)$.

质量算子展开式中的二阶贡献 $M_2^\tau(k, \omega)$ 被称为重排项^[31,34],相应的 Goldstone 图由图 2 给出.这一贡献对应于核物质中的粒子-空穴激发,反映了基态关联对单粒子性质的影响.推广到非对称核物质,重排项的表达式为

$$M_2^\tau(k, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{\tau'} \sum_{k\sigma} [1 - n^{\tau'}(k')] \sum_{k_1 k_2} n^{\tau'}(k_1) n^{\tau'}(k_2) \times \frac{|\langle kk' | G^{\tau'}[\epsilon^\tau(k_1) + \epsilon^\tau(k_2)] | k_1 k_2 \rangle_A|^2}{\omega + \epsilon^\tau(k') - \epsilon^\tau(k_1) - \epsilon^\tau(k_2) - i\eta} \equiv \sum_{\tau'} M_2^{\tau'\tau}(k, \omega), \quad (10)$$

其中 $\epsilon^\tau(k)$ 是 BHF 近似下的单粒子能谱,由(5)式和(6)式计算.在质量算子的这一近似下(即 $M_\tau(k, \omega) \approx M_1^\tau(k, \omega) + M_2^\tau(k, \omega)$),准粒子能量由下列近似关系式给出:

$$E_2^\tau(k) = E_1^\tau(k) + Z_2^\tau(k) V_2^\tau[k, E_1^\tau(k)] = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_1^\tau[k, E_1^\tau(k)] + Z_2^\tau(k) V_2^\tau[k, E_1^\tau(k)], \quad (11)$$

其中 $Z_2^\tau(k)$ 是准粒子强度的二阶近似,定义为

$$Z_2^\tau(k) = \left\{ 1 - \frac{\partial}{\partial \omega} [V_1^\tau(k, \omega) + V_2^\tau(k, \omega)] \right\}_{\omega = E_1^\tau(k)}^{-1}$$

2.2 单粒子能量中的重正效应

由于多体关联效应,中子和质子费米面以下不是完全填充的,因而关联的动量分布 $\tilde{n}^\tau(k)$ 与非关联分布 $n^\tau(k) = \theta(k - k_F^\tau)$ 不同.为了计及这一效应,需要考虑质量算子展

开式中更高阶的贡献 $M_3^\tau(k, \omega)$, 由下式给出^[31,35]

$$M_3^\tau(k, \omega) = - \sum_{\tau'} \sum_{k\sigma} \kappa_2^{\tau'}(h') \langle kh' | G^{\tau\tau'}[\omega + \epsilon^{\tau'}(h')] | kh' \rangle_A, \quad (13)$$

这里 h' 代表费米面以下的空穴态. $\kappa_2^{\tau'}(h')$ 定义为

$$\kappa_2^{\tau'}(h') = - \left[\frac{\partial}{\partial \omega} M_1^{\tau'}(h', \omega) \right]_{\omega = \epsilon^{\tau'}(h')}, \quad (14)$$

它表示费米面以下一个中子(或质子)空穴态($|h'| \leq k_f^\tau$)不占有的几率, 即 $\kappa_2^{\tau'}(h') = 1 - \bar{n}_2^{\tau'}(h')$. 定义

$$\tilde{M}_1^\tau(k, \omega) \equiv M_1^\tau(k, \omega) + M_3^\tau(k, \omega) = \sum_{\tau'} \sum_{k\sigma} \bar{n}_2^{\tau'}(h') \langle kh' | G^{\tau\tau'}[\omega + \epsilon^{\tau'}(h')] | kh' \rangle_A, \quad (15)$$

则 $\tilde{M}_1^\tau(k, \omega)$ 就称为质量算子的重正 BHF 近似^[31,35].

类似地, 对于质量算子中的二阶贡献 $M_2^\tau(k, \omega)$, 考虑由于多体关联导致的费米面以下状态非完全占据效应引起的修正, 可以得到重正后的 M_2 , 即

$$\tilde{M}_2^\tau(k, \omega) = - \sum_{\tau'} [1 - \kappa_2^{\tau'}(h')] M_2^{\tau\tau'}(k, \omega), \quad (16)$$

质量算子中的重排贡献和重正修正也可以在朗道费米流体理论框架内, 根据 G 矩阵对准粒子占据数分布的泛函依赖来加以理解. 在核介质中, 由于 G 矩阵方程中泡利算子和能量分母对于粒子数分布的依赖(密度依赖), 能量密度对粒子数分布的函数变分除了包含质量算子的最低阶近似(BHF 近似)外, 还将给出上述所有高阶修正. 考虑到上面讨论的所有对质量算子的修正, 根据方程(8)可以得到准粒子能量的表达式:

$$E_3^\tau(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + V_1^\tau[k, E_1^\tau(k)] + Z_3^\tau(k) \sum_{\tau'} \{-\kappa^{\tau'} V_1^{\tau\tau'}[k, E_1^\tau(k)] + (1 - \kappa^{\tau'}) V_2^{\tau\tau'}[k, E_1^\tau(k)]\},$$

其中准粒子强度 $Z_3^\tau(k)$ 由下式计算:

$$Z_3^\tau(k) = \left\{ 1 - \sum_{\tau'} (1 - \kappa^{\tau'}) \frac{\partial}{\partial \omega} [V_1^{\tau\tau'}(k, \omega) + V_2^{\tau\tau'}(k, \omega)] \right\}_{\omega = E_1^\tau(k)}^{-1}, \quad (18)$$

根据质量算子, 可以计算非对称核物质中质子和中子的准粒子能谱、费米能量以及各种单粒子性质, 如中子和质子平均场、有效质量、平均自由程等. 由于上述计算质量算子和单粒子性质的方法超越了通常的 BHF 近似, 我们称其为扩展的 BHF 近似^[37].

2.3 分波展开与角平均

本小节将着重讨论同位旋非对称核物质中 Bethe-Goldstone(BG)方程(3)的数值求解. 由于两个相互作用核子的总动量、总角动量、总自旋和总同位旋守恒, 因而将 BG 方程按分波进行展开, 在 $|JSTL\rangle$ 表象中进行数值求解是方便的. 将 BG 方程进行分波展开, 并对 BG 方程中的泡利算子和能量分母采用通常的角平均方案^[38], 可以得到 BG 方程的分波表达式, 即

$$G_{aLL'}^{\tau\tau'}(q, q', P, \omega) \equiv v_{aLL'}(q, q') + \frac{2}{\pi} \sum_{\tau''} \int q''^2 dq'' v_{aLL'}(q, q'') \frac{\langle Q^{\tau\tau'}(q'', P) \rangle}{\omega - \epsilon_{12}^{\tau\tau'}(q'', P) + i\eta} \times$$

$$G_{\alpha LL'}^{\tau\tau'}(q'', q', P, \omega), \quad (19)$$

其中 $\alpha = |J, S, T\rangle$, 代表两个核子的总角动量, 总自旋和总同位旋量子数; L, L' 为总轨道角动量量子数; $q = (k_1 - k_2)/2$ 为两核子相对动量; $P = k_1 + k_2$ 为两核子总动量; $e_{12}^{\tau\tau'}(q'', P) = \langle \epsilon^\tau(k_1) + \epsilon^{\tau'}(k_2) \rangle$ 为能量分母的角平均, 可通过数值积分得到.

泡利算子的角平均为

(a) 对于中子-中子或质子-质子分量 (即 $\tau = \tau'$)

$$\langle Q^{\tau\tau'}(q, P) \rangle = \begin{cases} \min(1, \xi_\tau) & \xi_\tau \geq 0 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases}; \quad (20)$$

(b) 对于中子-质子或质子-中子分量 (即 $\tau \neq \tau'$)

$$\langle Q^{\tau\tau'}(q, P) \rangle = \begin{cases} \frac{1}{2} [\min(1, \xi_p) + \min(1, \xi_n)] & \xi_n \geq -\xi_p \quad \text{且} \quad \xi_n \geq -1 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases}, \quad (21)$$

其中

$$\xi_\tau = \frac{P^2/4 + q^2 - (k_F^\tau)^2}{Pq}, \quad (22)$$

质量算子 M_1 和 M_2 分别表示为

$$M_1^{\tau\tau'}(k, \omega) = \frac{1 + \delta_{\tau, \tau'}}{2\pi} \sum_{\alpha L'} (2J+1) \int_0^{\frac{1}{2}} k'^2 dk' \sin\theta d\theta G_{\alpha LL'}^{\tau\tau'}[q, q, P, \omega + \epsilon^\tau(k')], \quad (23)$$

其中 k 和 k' 分别表示两个核子各自的动量, 而 q 和 P' 则分别表示两个核子的相对运动量和总动量, θ 在上式中表示两个核子动量间的夹角 (即 k 和 k' 间夹角). 尽管 G 矩阵只与两核子相对运动动量 q 及总动量 P' 的大小有关, 而与它们的方向无关, 但由于 $q = |q| = |(k - k')/2|$ 与 θ 有关, 故上式包含了对于角度 θ 的积分.

$$M_2^{\tau\tau'}(k, \omega) = \frac{2(1 + \delta_{\tau, \tau'})}{\pi^2 k} \sum_{\alpha L'} (2J+1) \iint q dq P dP [1 - n^\tau(\sqrt{P^2/2 + 2q^2 - k^2})] \times \int q'^2 dq' \langle R^{\tau\tau'}(q', P) \rangle \frac{|G_{\alpha LL'}^{\tau\tau'}[q, q', P, e_{12}^{\tau\tau'}(q', P)]|^2}{\omega + \epsilon^\tau(\sqrt{P^2/2 + 2q^2 - k^2}) - e_{12}^{\tau\tau'}(q', P) - i\eta}, \quad (24)$$

其中对角度的积分已通过积分变量变换化为对 q 和 P 的积分, q 和 P 的积分上下限分别由下式给出:

$$q_{\min} = \begin{cases} \max\left[0, k - \frac{1}{2}(k_F^\tau + k_F^{\tau'}), \frac{1}{2}(k_F^\tau - k)\right] & k \leq k_F^\tau \\ \max\left[\frac{1}{2}\sqrt{2k^2 - 2(k_F^\tau)^2 + (k_F^\tau - k_F^{\tau'})^2}, \frac{1}{2}(k + k_F^\tau)\right] & k > k_F^\tau \end{cases}, \quad (25)$$

$$q_{\max} = k + \frac{1}{2}(k_F^\tau + k_F^{\tau'}), \quad (26)$$

和

$$P_{\min} = \begin{cases} \max\left[2(k - q), \sqrt{2k^2 + 2(k_F^\tau)^2 - 4q^2}\right] & q \leq \frac{1}{2}(k + k_F^\tau) \\ 2|q - k| & k > \frac{1}{2}(k + k_F^\tau) \end{cases} \quad (27)$$

$$P_{\max} = \min[2(k + q), (k_F^{\tau} + k_F^{\tau'})]. \quad (28)$$

反泡利算子定义为 $R^{\tau}(k_1, k_2) = n^{\tau}(k_1)n^{\tau}(k_2)$, 其角度平均由下式给出

(a) 对于中子 - 中子或质子 - 质子分量(即 $\tau = \tau'$)

$$\langle R^{\tau}(q, P) \rangle = \begin{cases} \min(1, \eta_{\tau}) & \eta_{\tau} \geq 0 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases}; \quad (29)$$

(b) 对于中子 - 质子或质子 - 中子分量(即 $\tau \neq \tau'$)

$$\langle R^{\tau}(q, P) \rangle = \begin{cases} \frac{1}{2}[\min(1, \eta_p) + \min(1, \eta_n)] & \text{如果 } \eta_p \geq -\eta_n \text{ 且 } \eta_p \geq -1 \\ 0 & \text{其他情况} \end{cases}, \quad (30)$$

其中 $\eta^{\tau} \equiv -\xi^{\tau}$. 由于角平均是本文公式推导的一个重要步骤, 在附录 A 中将给出对泡利算子的计算, 以此为例来说明角平均计算问题.

3 总结

通过区分中子和质子自由度, 并进一步在质量算子和单粒子性质中引进重排项(基态关联效应)和重正项(短程关联导致的费米面以下能级的非完全填充效应)贡献, 推导和建立了描述同位旋非对称核物质的同位旋相关扩展的 BHF 方法. 本工作推导并给出了在扩展的 BHF 框架内, 中子和质子的质量算子和准粒子能量中重排项(二阶贡献)和重正项(三阶贡献)以及相关的量(如泡利算子和反泡利算子的角平均等)的具体表达式, 并利用分波展开给出了相应的数值方案. 在后面的论文中, 将利用本文得到的理论公式系统研究同位旋非对称核物质的状态方程、中子和质子的各种单粒子特性, 以及同位旋效应和基态关联效应对这些单粒子特性的影响, 并将显示扩展的 BHF 近似大大改善 BHF 近似的内在自洽性. 另外, 还将研究了微观三体核力对同位旋非对称核物质性质及其同位旋效应的影响, 并详细讨论了三体力效应与相对论性平均场理论及 Dirac-Brueckner 方法的联系.

参考文献 (References)

1. Li B A, Ko C M, Bauer W. *Inter. J. Mod. Phys.*, 1998, **E7**:147
2. Tanihata I. *Nucl. Phys.*, 1997, **A616**:56c
3. Scheit H et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **77**:3937; Glasmacher T et al. *Phys. Lett.*, 1997, **B395**:163
4. Farine M, Sami T, Rемаud B et al. *Phys.*, 1991, **A339**:363
5. Di Toro M, Baran V, Colonna M et al. *Progr. Part. and Nucl. Phys.*, 1999, **42**:125
6. Scalone L, Colonna M, Di Toro M. *Phys. Lett.*, 1998, **B428**:1
7. Li B A, Ko C M, REN Z Z. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, **78**:1644
8. Tsang M B, Friedman W A, Gelbke C K et al. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**:5023
9. Li B A. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**:4221
- Pethick C J. *Rev. Mod. Phys.*, 1992, **64**:1133
- Engvik L, Hjorth-Jensen M, Osnes E et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**:2650
12. Arnett W D, Bowers R L. *Astrophys. J. Suppl.*, 1977, **33**:415; Weber F, Glendenning N K. *Hadronic Matter and Rotating Relativistic Neutron Stars*. Singapore: World Scientific, 1991. Bombaci I. *Nuclear Methods and Nuclear Equation of State*, Ed. M. Boldo, Singapore: World Scientific, 1999

- 13 Wiringa R B, Fiks V, Fabrocini A. Phys. Rev., 1988, **C38**:1010
- 14 Lattimer J M, Pethick C J, Prakash M et al. Phys. Rev. Lett., 1991, **66**:2701
- 15 Akmal A, Pandharipande V R. Phys. Rev., 1997, **C56**:2261; Phys. Rev., 1998, **C58**:1804
- 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 Machleidt R. Adv. Nucl. Phys., 1989, **16**:189
- 19 Ter Haar B, Malfliet R. Phys. Rep., 1987, **149**:207; Phys. Rev. Lett., 1987, **59**:1652
- 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, Wainzoch 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 Baldo M, Giansiracusa G, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 1995, **A583**:599
- 26 Baldo M, Bombaci I, Burgio G F. Astron. Astrophys., 1997, **328**:274
- 27 Bombaci I, Lombardo U. Phys. Rev., 1991, **C44**:1892
- 28 Bethe H A, Brandow B H, Petschek A G. Phys. Rev., 1963, **129**:225
- 29 Hugenholtz N M, Van Hove L. Physica, 1958, **24**:363
- 30 Wiringa R B, Smith R A, Ainsworth T L. Phys. Rev., 1984, **C29**:1207
- 31 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**:83
- 32 Song H Q, Baldo M, Giansiracusa G et al. Phys. Rev. Lett., 1998, **81**:1584
- 33 Mahaux C, Sartor R. Adv. In Nucl. Phys., 1991, **20**:1
- 34 Hufner J, Mahaux C. Ann. Phys., 1972, **73**:525; Grange P, Cugnon J, Lejeune A. Nucl. Phys., 1987, **A473**:365
- 35 Baldo M, Bombaci I, Giansiracusa G et al. Phys. Rev., 1990, **C41**:1748
- 36 Brown G E. Rev. Mod. Phys., 1971, **43**:1
- 37 ZUO W, Lombardo U, Schulze H-J. Phys. Lett., 1998, **B432**:241
- 38 Baldo M, Bombaci I, Ferreira L S et al. Phys. Rev., 1991, **C43**:2605

附录

下面以泡利算子为例,说明角平均的计算. 泡利算子的角平均由下式给出:

$$\langle Q^{\tau}(q, P) \rangle = \frac{1}{2} \int_0^{\pi} \sin \psi d\psi \left[1 - n^{\tau} \left(\left| \frac{P}{2} + q \right| \right) \right] \left[1 - n^{\tau} \left(\left| \frac{P}{2} - q \right| \right) \right] =$$

$$\frac{1}{2} \int_0^{\pi} \sin \psi d\psi \left[1 - n^{\tau} \left(\sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 + \frac{Pq \cos \psi}{4}} \right) \right] \left[1 - n^{\tau} \left(\sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 - \frac{Pq \cos \psi}{4}} \right) \right],$$

其中 $q = (k_1 - k_2)/2$ 为两核子相对动量, $P = k_1 + k_2$ 为两核子总动量, ψ 为 q 和 P 之间的夹角. $n^{\tau}(k)$ 是费米分布函数, 即

$$n^{\tau}(k) = \begin{cases} 1 & k \leq k_F^{\tau} \\ 0 & k > k_F^{\tau} \end{cases},$$

经过积分变量变换 $x = \cos \psi$, (A1) 式变为

$$\langle Q^{\tau}(q, P) \rangle = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 dx \left[1 - n^{\tau} \left(\sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 + \frac{Pqx}{4}} \right) \right] \left[1 - n^{\tau} \left(\sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 - \frac{Pqx}{4}} \right) \right],$$

由 (A2) 式可知, 上式中积分的被积函数或者等于 1, 或者等于 0. 而被积函数不等于零的条件为

$$\sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 + \frac{Pqx}{4}} \geq k_F^{\tau} \quad \text{且} \quad \sqrt{\frac{P^2}{4} + q^2 - \frac{Pqx}{4}} \geq k_F^{\tau},$$

上述条件只有当 $-\xi_r \leq \xi_p$ (或 $-\xi_p \leq \xi_r$) 时才可能满足, 其中 ξ_r 的定义见正文. 这时上述条件变为 $-\xi_r \leq x \leq \xi_p$. 再考虑到 $-1 \leq x = \cos\psi \leq 1$, 则泡利算子角平均不等于零的条件为

$$-\xi_r \leq \xi_p \text{ (或 } -\xi_p \leq \xi_r) \text{ 且 } \xi_r \geq -1 \text{ 且 } \xi_p \geq -1, \quad (\text{A5})$$

当 $\tau = \tau'$ 时, 上述条件简化为 $\xi_r = \xi_p \geq 0$, 直接计算(A3)式可得正文中泡利算子的角平均(20)式. 对于 $\tau \neq \tau'$, 由于非对称核物质是其中的中子数比例大于或等于质子数比例的核物质, 因此有 $k_n^0 \geq k_p^0$, 即 $\xi_p \geq \xi_r$. 这时, 直接计算(A5)式可得正文中(21)式. 对于反泡利算子的角平均可按同样方法计算. 而对于能量分母的角平均则要在求解 G 矩阵方程的自洽迭代过程中进行数值积分.

Properties of Isospin Asymmetric Nuclear Matter and Extended BHF Approach*

(I) Isospin Dependent Extended BHF Approach

ZUO Wei¹ U. Lombardo² LI Zeng-Hua¹ LIU Jian-Ye¹

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

² (INFN-LNS, 44 Via S. Sofia, I-95123 Catania, Italy)

Abstract In this serial work, the Brueckner-Hartree-Fock approach has been extended by introducing isospin degree of freedom and by including ground-state correlations in neutron and proton mass operators. The obtained isospin dependent extended Brueckner-Hartree-Fock approach has been applied to investigate the single-particle properties and their isospin dependence of isospin-asymmetric nuclear matter. The effect of a microscopic three-body force on the properties of asymmetric nuclear matter and its connection to the relativistic corrections from relativistic mean field theory as well Dirac Brueckner-Hartree-Fock approach have also been studied. In this paper, the isospin dependent extended Brueckner-Hartree-Fock approach has been derived explicitly.

Key words asymmetric nuclear matter, extended BHF approach, isospin effect, ground state correlation

Received 27 September 2001

* Supported by The 100 Talent Programme of Chinese Academy of Science, Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project (KJ9X2-SW-N02) and Theoretical Nuclear Physics Center, National Laboratory of Heavy Ion Collisions, China