

非对称核物质中质子和中子的 1S_0 态超流性*

左 维 陆广成

(中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

(中国科学院研究生院, 北京 100049)

(2006 年 6 月 5 日收到, 2006 年 6 月 29 日收到修改稿)

利用 Brueckner-Hartree-Fock 和 BCS 理论方法, 计算了非对称核物质中处于 1S_0 态的质子和中子的对关联能隙, 着重研究和讨论了能隙的同位旋依赖性和三体核力的影响. 结果表明, 随核物质的同位旋非对称度增大, 中子 1S_0 态超流相存在的密度范围逐渐缩小而且对关联能隙峰值稍有升高, 质子 1S_0 态超流相存在的密度范围迅速扩大而且对关联能隙峰值显著降低. 三体核力对非对称核物质中 1S_0 态中子超流性及其同位旋依赖性的影响相对较小, 但对 1S_0 态质子超流性具有重要影响, 而且其效应随核子数密度增大而迅速增强. 三体核力的主要作用是强烈地抑制了具有高非对称度的核物质中高密度区域的 1S_0 态质子超流性, 导致质子超流相存在的密度范围显著缩小.

关键词: 同位旋非对称核物质, 质子和中子超流性, 三体核力, BCS 理论

PACC: 2165, 9760J, 6750F

1. 引 言

核物质中核子超流性的理论研究是核物理和核天体物理中的一个重要的研究课题^[1-3]. Migdal 指出^[4]中子物质和核物质中超流相的存在可以导致一些有趣的宏观天体现象. 理论研究表明^[5], 在中子星内壳 (inner crust) 中的中子可能处于 1S_0 态超流相, 而在中子星的外芯 (outer core) 内, 则可能存在质子的 1S_0 态超流性和中子的 3P_2 态超流性. 中子星中发生的许多物理过程 (如中子星冷却^[6], 涡漩钉扎^[7], 前脉冲发射^[8]等) 对中子和质子超流相的存在以及超流性的强弱都非常敏感. 例如, 对于年龄小于 10^5 — 10^6 年的中子星, 通过各种 URCA 过程发射中微子而损失能量是其主要的冷却机理, 而质子超流相的存在将减少中子星内部核物质芯中发生的修正的 URCA 过程中的能量损失, 从而影响中子星的冷却率. 有关中子星冷却过程的理论模拟表明^[9]中子星内部 1S_0 态质子超流性的强弱对于描述观测到的中子星冷却数据以及完善中子星冷却模型起着十分重要的作用. 理论学家采用各种理论方法^[10-20], 对核物质中核子超流性开展了广泛深入的研究. 但这些

理论研究主要限于同位旋对称核物质和纯中子物质, 而在中子星内部, 质子数和中子数是高度非对称的, 而且特别是, 从中子星的表面到中子星内部, 涉及到较宽的同位旋非对称度范围, 因而, 有关非对称核物质中核子超流性同位旋依赖性的研究有助于更加深入地理解中子星中可能存在的核子超流性及其性质. 另外, 在远离稳定线的原子核表面, 可以达到较高的同位旋非对称度, 有关非对称核物质中核子超流性的同位旋依赖性的知识对滴线核性质的研究也有较为重要的参考价值.

Baldo 等^[12]利用 BCS 理论和 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法研究了纯中子物质和对称核物质中的核子超流性, 计算了中子的对关联能隙, 结果表明, 在纯中子物质和对称核物质中, 1S_0 态核子超流性仅存在于低密度区域. 他们在计算中虽然采用了现代的两体现实核力, 但没有考虑三体核力的影响. 在文献 [20] 中, 我们研究了三体核力对纯中子物质和对称核物质中 1S_0 态中子超流性的影响, 表明三体核力在一定程度上缩小了纯中子物质和对称核物质中 1S_0 态中子超流性存在的密度范围. 本文将在同位旋相关的 BHF 和 BCS 理论框架内, 进一步研究非对称核物质中 1S_0 态中子和质子超流性, 着重讨论了质

* 国家自然科学基金项目 (批准号: 10575119, 10235030), 中科院知识创新工程重要方向性项目 (批准号: KJ951-A1-01-01), 国家科技部重大前期研究专项基金 (批准号: 2002CCB00200) 资助的课题.

子和中子对关联能隙的同位旋依赖性和三体核力对非对称核物质中核子超流性及其同位旋效应的影响. 结果表明, 在非对称核物质中, 1S_0 态中子超流性和 1S_0 态质子超流性的同位旋依赖性完全不同, 而且质子超流性的同位旋依赖性明显强于中子超流性的同位旋依赖性. 随着非对称度的增大, 中子 1S_0 态超流相存在的密度范围缩小, 相应的对关联能隙峰值增大, 而质子 1S_0 态超流相存在的密度范围扩大, 对关联能隙峰值显著降低. 三体核力对非对称核物质中 1S_0 态中子超流性的影响相对较小, 但对 1S_0 态质子超流性有重要影响, 其主要作用是明显减弱了非对称核物质高密度区域 1S_0 态质子超流性. 特别是在高度非对称核物质中, 三体核力导致质子超流相存在的密度范围大大缩小.

2. 基本理论方法

与金属的超导性类似, 核物质中的核子由于对关联在一定条件下形成核子对, 这些核子对可以看作玻色子. 当核物质中大量的核子对处于能量最低的同一种状态时, 就称为核物质具有超流性. 由于核物质是由具有强相互作用的核子组成的强关联多体系统, 因此核物质中超流性问题是一个非常复杂的多体问题, 对这一问题的理论研究在微观上通常采用 BCS 方法^[2, 12, 21, 22]. 核物质中超流性的强弱是由费米面处对关联能隙 $\Delta_F \equiv \Delta(k_F)$ 的大小来描述的, 在 BCS 理论框架内, 1S_0 态的对关联能隙由下述标准的能隙方程确定^[12]:

$$\Delta(k) = -\frac{1}{\pi} \int k'^2 dk' \frac{V(k, k')}{\sqrt{[\epsilon(k') - \epsilon(k_F)]^2 + \Delta(k')^2}} \Delta(k') \quad (1)$$

其中 $V(k, k')$ 是有效对相互作用, $\epsilon(k) = \hbar^2 k^2 / (2m) + U(k)$ 为单粒子能谱. 研究表明^[14-19], 由于极化效应, 介质中的有效对相互作用将受到屏蔽, 从而对能隙产生强烈影响. 然而, 由于问题的复杂性, 到目前为止, 关于介质极化效应对超流性影响的具体程度还没有定论^[1-3]. 本文的主要目的是研究非对称核物质中 1S_0 态质子和中子超流性的同位旋依赖性以及三体核力的影响, 因此将仅仅考虑有效对相互作用微扰展开中的最低阶近似, 这也是研究核物质中核子超流性常用的一种近似^[3], 这时 $V(k, k')$ 相应于核子-核子现实相互作用按分波展开的 1S_0 态

分量. 本文将采用与求解 BHF 方程相同的现实核力 (见下面所述). 我们将采用文献 [12] 中的方法求解能隙方程. 为了计算非对称核物质中 1S_0 态质子和中子的对关联能隙, 需要知道中子和质子在非对称核物质中的单粒子能谱, 我们采用同位旋相关的微观 BHF 理论方法计算中子和质子的单粒子能谱. BHF 方法的基本出发点是有效相互作用 G 矩阵. 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 , 并满足同位旋相关的 Bethe-Goldstone (BG) 方程^[23-25]

$$\begin{aligned} \mathcal{G}(\rho, \beta; i\omega) = & \nu_{\text{NN}} + \nu_{\text{NN}} \\ & \times \sum_{k_1, k_2} \frac{|k_1 k_2 \mathcal{Q}(k_1, k_2) k_1 k_2|}{\omega - \epsilon(k_1) - \epsilon(k_2) + i\eta} \\ & \times \mathcal{G}(\rho, \beta; i\omega), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 ν_{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. 同位旋非对称度参数定义为 $\beta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$, 这里 ρ_n, ρ_p 和 ρ 分别表示中子数密度, 质子数密度和总核子数密度. G 矩阵可以被看作核介质中两核子间的有效相互作用. 核介质效应通过泡利算子 $\mathcal{Q}(k_1, k_2) = [1 - n(k_1)][1 - n(k_2)]$ 和能量分母中的单粒子能量 $\epsilon(k)$ 进入 G 矩阵. 泡利算子 $\mathcal{Q}(k_1, k_2)$ 阻止两个中间态的核子散射到其各自的费米面以下的状态. $n(k)$ 表示费米分布函数, 在零温时即为阶梯函数 $\mathcal{A}(k - k_F^+)$. 能量分母中的单粒子能量定义为 $\epsilon(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U(k)$, 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^[26]. 通常对辅助势有两种选择: 一是间断选择 (gap choice); 另一种是连续选择 (continuous choice). 研究表明在连续选择下, 空穴线展开的收敛速度要快得多^[27]. 在计算中, 我们采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有单粒子势场的物理意义^[28], 由反对称化 G 矩阵的实部通过下列关系给出:

$$\begin{aligned} U(k) = & \sum_{k'} n(k') \\ & \times \text{Re} [kk' | \mathcal{G}[\epsilon(k) + \epsilon(k')] | kk']_A. \end{aligned} \quad (3)$$

在 BCS 能隙方程和 BG 方程中, 我们采用的现实核子-核子相互作用包含两部分, 即两体现实核力和三体核力. 我们采用完全的 Argonne V_{18} (AV_{18}) 势^[29] 作为微观两体现实核力. 我们采用的微观三体核力模型是根据介子交换流方法建立的. 关于该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.这一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)是利用核势的单玻色子交换模型通过符合所采用的两体现实核力来确定的^[31].因而,我们所采用的三体核力是微观意义上的且完全由所采用的两体现实核力决定.为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题,通常采用的方法是通过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^[30-32].这一等效两体核力由下式给出:

$$\begin{aligned} & V_3^{\text{eff}}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) \\ &= \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\mathbf{r}'_3) \\ & \times [1 - \chi(\mathbf{r}'_{13}) \mathbf{I} 1 - \chi(\mathbf{r}'_{23})] \\ & \times W_3(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \phi_n(\mathbf{r}_3) \\ & \times [1 - \chi(\mathbf{r}_{13}) \mathbf{I} 1 - \chi(\mathbf{r}_{23})], \quad (4) \end{aligned}$$

其中 $\chi(\mathbf{r}_{13})$ 是关联函数,定义为 $\chi(\mathbf{r}_{12}) = \varphi(\mathbf{r}_{12}) - \psi(\mathbf{r}_{12})$. $\varphi(\mathbf{r}_{12})$ 是两个自由核子的相对运动波函数;而 $\psi(\mathbf{r}_{12})$ 是核介质中两个关联核子的相对运动波函数.由于关联函数与 BHF 的解直接相联系,因此它包含了核子-核子间短程关联(即梯形图).在 BHF 自洽迭代求解过程每一步,都必须重新自洽地计算关联函数和等效两体核力 $V_3^{\text{eff}[31]}$.因此,通过 BHF 自洽迭代过程,上述等效两体核力中正确计及了与第三个核子间的关联效应.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(2)(3)和(4),可以得到相应的 G 矩阵,进而由 G 矩阵可计算出非对称核物质中质子和中子的单粒子能谱.在此基础上求解能隙方程可以得到非对称核物质中 1S_0 态的中子和质子对关联能隙.

3. 计算结果与讨论

核物质中核子超流性的强弱可由费米面处核子对关联能隙 $\Delta_F \equiv \Delta(k_F)$ 描述.在图 1 中,我们给出了具有不同非对称度的非对称核物质中,中子费米面处 1S_0 态中子对关联能隙 Δ_F 随总核子数密度的变化关系.为了讨论三体核力的影响,图中同时给出了考虑三体核力(虚线)和不考虑三体核力(实线)两种情况下的计算结果.由图 1 可见,对于所考虑的 4 个不同的同位旋非对称度 $\beta = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8$,在非对称核物质中 1S_0 态中子超流相主要存在于低密度区域($\beta_B < 0.13 \text{ fm}^{-3}$);而且对关联能隙的最大值所对应的核子数密度在 0.02 fm^{-3} 附近.这与文献

[12]中关于中子物质和对称核物质中 1S_0 态中子超流相仅存在于低密度区域的结论是一致的.随着非对称度的增加,中子数所占比例增大, 1S_0 态中子超流相存在的密度范围逐渐减小;在不考虑三体核力情况下,当非对称度由 $\beta = 0.2$ 升高到 $\beta = 0.8$ 时,超流相存在的密度范围由 $\rho \leq 0.13 \text{ fm}^{-3}$ 缩小到 $\rho \leq 0.1 \text{ fm}^{-3}$.在文献[20]中,我们计算了纯中子物质和对称核物质中的 1S_0 态中子超流性.结果表明:在对称核物质中,超流相存在的密度范围大约为 $\rho \leq 0.135 \text{ fm}^{-3}$,而在纯中子物质中,超流相存在的密度范围大约为 $\rho \leq 0.09 \text{ fm}^{-3}$,与我们上述结果相一致.图 1 中的结果定量给出了 1S_0 态中子超流性的同位旋依赖关系.上述结果是容易理解的.核物质内中子超流性直接与中子数密度相联系,对于具有相同总核子数密度的核物质,中子数密度随着非对称度的增加而增大,因而非对称度越高,相同的中子数密度范围所对应的总核子数密度范围就越小.图 1 中结果还表明:无论是否考虑三体核力,随着非对称度的增加, 1S_0 态中子对关联能隙峰值均逐渐增大,并且能隙峰值位置有向低密偏移的迹象,这主要是由于在具有不同非对称度的核物质内中子的单粒子能谱之间的差异所导致的,或者说是由中子单粒子能谱的同位旋依赖性所导致的^[2].我们还注意到:在中子超流态存在的密度范围内,当密度较低时,超流性随同位旋非对称度的增大而增强,而当密度较高时,超流性随非对称度的增大而有所减弱.这一结果主要是由于非对称核物质内中子单粒子能谱的同位旋效应和给定总核子数密度下中子数密度对于非对称度的依赖性效应之间相互竞争所造成的.一方面,随着非对称度的增大,中子单粒子势阱变浅,将导致中子超流性的增强;另一方面,在核子数密度大于能隙峰值所对应的密度区域,对于给定的总核子数密度,同位旋非对称度越高,则中子数密度越大,相应的中子对关联强度就越弱.在对关联能隙峰值附近,主要是前一种因素起作用,因而超流性随非对称度增加而增强,而在能隙峰值右侧,随核子数密度增大,后一种因素的作用越来越大,当密度足够高时开始起主导作用,从而导致中子超流性的同位旋依赖性翻转,即随非对称度增加而减弱.通过比较图 1 中实线和虚线可知,三体核力对非对称核物质中 1S_0 态中子超流性的影响较小,特别是当 $\rho < 0.01 \text{ fm}^{-3}$ 时,三体核力几乎没有任何影响.随着核子数密度的增大,三体核力逐渐开始起作用,而且其效应随核子数密度的

增大而增强.这主要因为三体核力体现了一种核介质效应^[33],其作用随核密度增大而增强.由图中可以看到,由于三体核力的作用,非对称核物质中 1S_0 态中子超流性会有所减弱,具体表现在两个方面:一方面,三体核力使能隙的峰值降低了 0.09 MeV — 0.15 MeV ;另一方面,三体核力使超流相存在的密度范围缩小了 0.01 fm^{-3} — 0.02 fm^{-3} .上述结果与我们关于三体核力对中子物质和对称核物质中 1S_0 态超流性的影响的研究结果^[20]是一致的.

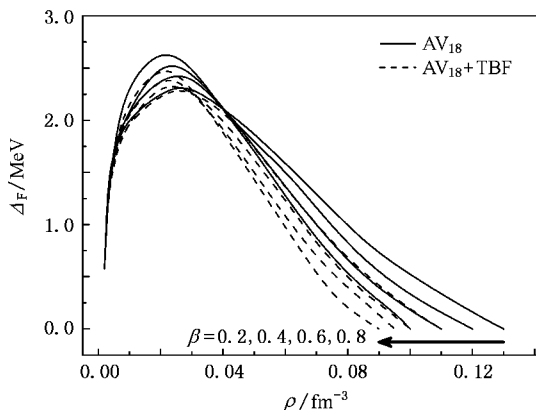


图1 非对称核物质中 1S_0 态中子对关联能隙 Δ_F 随核子数密度的变化关系(图中虚线是采用 AV_{18} 核势并考虑三体核力(TBF)的结果,实线是不考虑三体核力的结果.从下方由右至左的曲线对应的非对称度依次为($\beta=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$))

图2显示的是同位旋非对称核物质中在质子费米面处 1S_0 态质子对关联能隙 Δ_F 随核子数密度的变化关系.由图2可见,无论是否考虑三体核力,非对称核物质中 1S_0 态质子超流性与 1S_0 态中子超流性均表现出完全不同的同位旋依赖性,具体表现在随着非对称度的增大, 1S_0 态质子超流相存在的密度范围迅速扩大,而对关联能隙的峰值则显著减小,峰值的位置向高密度方向偏移.当不考虑三体核力时,与 1S_0 态中子超流性相比较:1)在高度非对称核物质中, 1S_0 态质子超流相存在的密度范围要大得多,当 $\beta=0.8$ 时质子超流相存在范围一直延伸到 $\rho \approx 0.43\text{ fm}^{-3}$,远大于相应的中子超流相存在范围 $\rho \leq 0.1\text{ fm}^{-3}$;2)质子对关联能隙的峰值较低,当 $\beta=0.8$ 时质子对关联能隙的峰值仅为 1.4 MeV ,不仅远低于相应的中子对关联能隙峰值 2.7 MeV ,而且明显低于 $\beta=0.2$ 时的质子对关联能隙峰值 2 MeV .导致上述质子超流性同位旋依赖性的主要原因有两个方面:一方面,随着非对称度的增大,非对称核物质中质子数比例减小,具有相同核子数总密度 ρ 的非对

称核物质中质子数密度 ρ_p 减小,这一因素导致 1S_0 态质子超流相的存在范围随非对称度 β 的增大延伸到核子数密度 ρ 更高的范围,而且使得能隙峰值右侧区域同一总核子数密度处的质子超流性随 β 的增大而增强;另一方面,随着非对称度升高,非对称核物质中质子受到周围中子的影响增强,质子在核介质中感受到的单粒子势阱显著变深且质子的有效质量减小^[24],从而导致 1S_0 态质子超流性随非对称度的升高而减弱,相应的能隙峰值降低,而且质子数比例越低,这一效应愈明显.正是上述两种效应之间相互竞争决定了非对称核物质中 1S_0 态质子超流性及其随密度变化关系的同位旋依赖性质.在能隙峰值附近密度较低区域,后一种因素起主导作用,因而 1S_0 态质子超流性随非对称度增大而减弱,相应能隙峰值随非对称度升高而明显降低;在能隙峰值右侧,前一种因素开始起作用,而且其效应随密度升高变得越来越显著,从而导致质子超流相存在的密度范围随非对称度的增大迅速扩大,并且在较高密度区域导致质子超流性的增强.

比较图2中实线和相应的虚线可知,三体核力对高密度区域高度非对称核物质中 1S_0 态质子超流性具有强烈的抑制作用,结果导致高度非对称核物质中超流相存在的密度范围大大缩小.当核子数密度和非对称度较低时,三体核力对质子超流性的影响较小,随着核子数密度的增加和非对称度的升高,三体核力对质子超流性的抑制作用迅速增强,特别是随着非对称度的增加,质子超流相存在的范围向高密度区域扩展,三体核力的效应也随之变得越来越显著.例如,当 $\beta=0.8$ 时,三体核力导致质子超流

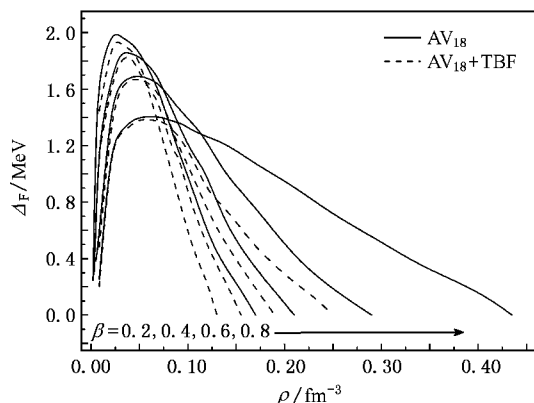


图2 非对称物质中 1S_0 态质子对关联能隙 Δ_F 随核子数密度的变化关系(从下方由左至右对应的同位旋非对称度依次 $\beta=0.2, 0.4, 0.6, 0.8$)

相存在密度范围从 $\rho \leq 0.43 \text{ fm}^{-3}$ 缩小到 0.25 fm^{-3} , 缩小了近 50%. 当同位旋非对称度较高时, 三体核力对高密度区域 1S_0 态质子超流性的强烈抑制作用可以解释如下. 在非对称核物质中, 由于三体核力对质子有效对相互作用的贡献不仅来自周围环境中的质子, 而且还来自周围的中子, 这一贡献的强弱直接由总核子数密度 $\rho = \rho_p + \rho_n$ 所决定, 因此, 尽管高度非对称核物质中的质子数所占比例较小, 但三体核力对质子有效对相互作用的贡献却随着总核子数密度的增大迅速增强, 从而强烈地抑制了高度非对称物质中高密度区域 1S_0 态质子超流性.

4. 总 结

在微观同位旋相关 BHF 和 BCS 理论框架内, 研究了同位旋非对称核物质中 1S_0 态中子和质子超流性及其同位旋依赖性, 并着重讨论了三体核力的影响. 结果表明: 1) 无论是否考虑三体核力, 非对称核物质中 1S_0 态质子超流性对同位旋非对称度的依赖性均明显强于 1S_0 态中子超流性的同位旋依赖性, 而且 1S_0 态中子超流性和 1S_0 态质子超流性均具有完全不同的同位旋依赖性. 随着同位旋非对称度的增大, 中子 1S_0 态超流相存在的密度范围逐渐缩小, 相应的对关联能隙峰值增大, 而质子 1S_0 态超流相存在的密度范围却迅速扩大, 对关联能隙峰值显著降低. 2) 在非对称核物质中, 中子 1S_0 态超流性仅存在于低密度

区域($\rho_B < 0.13 \text{ fm}^{-3}$); 然而, 高度非对称核物质中 1S_0 态质子超流相存在的范围可以延伸到相当高的核子数密度. 例如, 当非对称度 $\beta = 0.8$ 时, 质子 1S_0 超流相存在的密度范围可以延伸到 $\rho \leq 0.43 \text{ fm}^{-3}$ (不考虑三体核力) 和 $\rho \leq 0.25 \text{ fm}^{-3}$ (考虑三体核力). 3) 三体核力的作用是减弱了 1S_0 态中子和质子超流性. 由于 1S_0 态中子超流相仅存在于低密度非对称物质中, 因此受三体核力的影响相对较小. 三体核力对非对称核物质中 1S_0 态质子超流性及其同位旋依赖性则有重要影响, 其主要作用是显著减弱了非对称核物质中高密度区域 1S_0 态质子超流性, 特别是在高度非对称核物质中, 三体核力导致质子超流相存在的密度范围大大缩小.

值得注意的是: 对于实际的物理系统 (如中子星物质或远离稳定线的原子核表面区域非对称核物质), 对称度是密度有关的. 例如, 在中子星物质中, 对称度和密度的关系由化学平衡条件和电中性条件决定. 本文没有考虑这些实际的物理系统, 本文仅考虑了理想的非对称核物质, 密度和对称度是作为两个独立的状态参量, 目的是研究超流性对于对称度的依赖关系, 得到的结果对于进一步研究真实的物理系统有一定的理论参考价值. 为了将本文结果用于研究实际的物理系统, 还需要针对具体的物理系统, 确定出对称度和密度的相关性, 并结合局域密度近似等其他理论方法, 这也是我们今后的研究目标.

- [1] Dean D J, Hjorth-Jensen M 2003 *Rev. Mod. Phys.* **75** 607
- [2] Lombardo U, Schulze H J 2001 *Lecture Notes in Physics* **578** 30
- [3] Lombardo U, Shen C W, Schulze H J, Zuo W 2005 *Inter. J. Mod. Phys. E* **14** 513
- [4] Migdal A B 1960 *Sov. Phys. JETP* **10** 176
- [5] Baldo M, Cugnon J, Lejeune A, Lombardo U 1992 *Nucl. Phys. A* **536** 349
- [6] Pethick C J, Ravenhall D G 1995 *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **45** 429
- [7] Pines D, Alpar M A 1985 *Nature* **316** 27
- [8] Shapiro S L, Teukolsky S A 1983 *Black Holes, White Dwarfs and Neutron Stars* (New York: John Wiley)
- [9] Gusakov M E, Kaminker A D, Yakovlev D G, Gnedin O Y 2005 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **363** 555
- Kaminker A D, Gusakov M E, Yakovlev D G, Gnedin O Y 2006 *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **365** 1300

- [10] Clark J W, Kallman C G, Yang C H, Chakkalal D A 1976 *Phys. Lett. B* **61** 331
- Chen J M C, Clark J W, Dave R D, Khodel V V 1993 *Nucl. Phys. A* **555** 59
- [11] Anisworth T L, Wambach J, Pines D 1989 *Phys. Lett. B* **222** 173
- Wambach J, Anisworth T L, Pines D 1993 *Nucl. Phys. A* **555** 128
- [12] Baldo M, Cugnon J, Lejeune A, Lombardo U 1990 *Nucl. Phys. A* **515** 409
- [13] Schulze H J, Cugnon J, Lejeune A, Baldo M, Lombardo U 1996 *Phys. Lett. B* **375** 1
- [14] Elgaroy O, Engvik L, Jensen M H, Osnes E 1998 *Phys. Rev. C* **57** 1069
- [15] Baldo M, Grasso A 2000 *Phys. Lett. B* **485** 155
- [16] Bozek P 1999 *Nucl. Phys. A* **657** 187
- Bozek P 2000 *Phys. Rev. C* **62** 054316
- Bozek P 2002 *Phys. Rev. C* **65** 034327

- Bozek P 2003 *Phys. Lett. B* **551** 93
- [17] Lombardo U ,Schuck P ,Zuo W 2001 *Phys. Rev. C* **64** 021301
Shen C W ,Lombardo U ,Schuck P ,Zuo W ,Sandulescu N 2003 *Phys. Rev. C* **67** 061303
- [18] Rabhi A ,Bennaceur R ,Chanfray G ,Schuck P 2002 *Phys. Rev. C* **66** 064315
- [19] Schwenk A ,Friman B ,Brown G E 2003 *Nucl. Phys. A* **713** 191
- [20] Zuo W ,Lombardo U ,Schulze H J ,Shen C W 2002 *Phys. Rev. C* **66** 037303
- [21] Migdal A B 1967 *Theory of Finite Fermi Systems and Applications to Atomic Nuclei* (London :Interscience publisher)
- [22] Ring P ,Schuck P 1980 *The Nuclear Many-body Problem* (New York :Springer-Verlag)
- [23] Bombaci I ,Lombardo U 1991 *Phys. Rev. C* **44** 1892
- [24] Zuo W ,Bombaci I ,Lombardo U 1999 *Phys. Rev. C* **60** 024605
- [25] Li Z H ,Zuo W ,Lu G C 2004 *Chinese Phys.* **13** 1848
Lu G C ,Li Z H ,Zuo W ,Luo P Y 2006 *Acta Physica Sinica* **55** 84 (in Chinese)[陆广成、李增花、左 维、罗培燕 2006 物理学报 **55** 84]
Guo W J ,Liu J Y ,Xing Y Z 2005 *Acta Physica Sinica* **54** 3082 (in Chinese)[郭文军、刘建业、邢永忠 2005 物理学报 **54** 3082]
Yong G C ,Li B A ,Zuo W 2005 *Chinese Phys.* **14** 1549
- [26] Day B D 1967 *Rev. Mod. Phys.* **39** 719
Day B D 1978 *Rev. Mod. Phys.* **50** 495
Jeukenne J P ,Lejeune A ,Mahaux C 1976 *Phys. Rep.* **C 25** 83
- [27] Song H Q ,Baldo M ,Giansiracusa G ,Lombardo U 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1584
- [28] Sartor R 1999 *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State* (Singapore :World Scientific) p275
- [29] Wiringa R B ,Stoks V G J ,Schiavilla R 1995 *Phys. Rev. C* **51** 38
- [30] Grange P ,Lejeune A ,Martzolff M ,Mathiot H J 1989 *Phys. Rev. C* **40** 1040
- [31] Zuo W ,Lejeune A ,Lombardo U ,Mathiot H J 2002 *Nucl. Phys. A* **706** 418
Zuo W ,Lejeune A ,Lombardo U ,Mathiot H J 2002 *Euro. Phys. J. A* **14** 469
- [32] Baldo M 1999 *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State* (Singapore :World Scientific) p1
- [33] Machleidt R 1989 *Adv. Nucl. Phys.* **16** 189

Proton and neutron 1S_0 superfluidity in asymmetric nuclear matter^{*}

Zuo Wei Lu Guang-Cheng

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

(*Graduate School of the Chinese Academy of Sciences , Beijing 100049 , China*)

(Received 5 June 2006 ; revised manuscript received 29 June 2006)

Abstract

The proton and neutron 1S_0 pairing gaps and their isospin dependence in isospin asymmetric nuclear matter have been studied by the isospin dependent Brueckner-Hartree-Fock approach and the BCS theory. We have focused on investigating and discussing the effect of three-body force. The calculated results indicate that as the isospin asymmetry increases the density range of the 1S_0 neutron superfluidity is narrowed slightly and the maximum value of the neutron pairing gap increases , while the density domain for the proton superfluidity enlarges rapidly and the peak value of the proton gap decreases remarkably. The three-body force turns out to affect only weakly the neutron 1S_0 superfluidity and its isospin dependence i. e. it leads to a small reduction of the neutron 1S_0 pairing gap. However , the three-body force not only reduces largely the strength of the proton 1S_0 gaps at high densities in highly asymmetric nuclear matter but also suppresses strongly the density domain for the proton 1S_0 superfluidity phase.

Keywords : isospin asymmetry nuclear matter , proton and neutron superfluidity , three-body force , Bardeen-Cooper-Schriefffer (BCS) theory

PACC : 2165 , 9760J , 6750F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10575119 , 10235030) , the Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project (Grant No. KJ933-SYW-N02) and the Important Pre-research Project of the Chinese Ministry of Science and Technology (Grant No. 2002CCB00200).