

# 热核物质中基态关联修正下的 单核子势和核子有效质量\*

陆广成<sup>1)†</sup> 李增花<sup>1)‡</sup> 左 维<sup>1)‡</sup> 罗培燕<sup>1)‡</sup>

1) (中国科学院近代物理研究所, 兰州 730000)

2) (中国科学院研究生院, 北京 100039)

(2005 年 3 月 9 日收到, 2005 年 5 月 8 日收到修改稿)

以有限温度 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法为基础, 利用质量算子的空穴线展开, 计算了不同温度和密度下的核物质中单核子势和核子有效质量. 特别是研究和讨论了基态关联效应和三体核力贡献对热核物质中单核子势的影响. 研究表明, 基态关联和三体核力对单核子势的密度和温度依赖性均有重要影响. 基态关联导致的重排修正具有排斥性, 大大减弱了低动量区域单核子势的吸引力, 而且基态关联效应对单核子势的贡献随密度增大而增强, 随温度升高而减弱. 三体核力对基态关联的影响是导致单核子势中重排项贡献减小. 在高密度区域包含基态关联效应和三体核力贡献的单核子势的排斥性在整个动量范围内随温度升高而增强.

关键词: 有限温度 BHF 方法, 质量算子空穴线展开, 重排修正, 单核子势, 有效质量

PACC: 1375C, 2165, 2410D, 7170J

## 1. 引 言

中高能重离子物理的主要目的之一是通过重离子碰撞提取有关热密核物质状态方程和性质的知识<sup>[1]</sup>. 有关热密核物质状态方程的研究不仅是原子核物理中的一个基本课题, 而且对于理解天体物理中许多问题(如超新星爆炸, 新生中子星结构及热力学演化等)有重要作用<sup>[2-8]</sup>. 实际上, 热密核物质状态方程是新生中子星结构模型的基本输入量, 对新生中子星结构和演化性质的理论预言起着决定性作用<sup>[2-6]</sup>. 随着加速器技术的发展, 为在实验室内产生远离正常密度的有限温度核物质提供了有利条件. 由于通过重离子碰撞不能直接测量核物质状态方程, 因此需要利用输运理论模型(如 BUU, QMD 等)对重离子碰撞过程进行理论模拟并与实验观测量加以比较来间接获得有关核物质性质的信息<sup>[9]</sup>. 核物质中核子感受到的平均势场是从理论上利用输运理论模型模拟重离子碰撞动力学过程的基本输入量之一<sup>[9]</sup>, 是将核物质状态方程与实验观测量相联

系的关键物理量. 研究表明中高能重离子碰撞动力学过程以及横向集体流、微分流和平衡能等物理观测量均对单核子平均势场的密度依赖性和动量相关性非常敏感<sup>[10-14]</sup>. 因而从现实核力出发, 利用核微观多体理论方法较为精确地确定热核物质中单核子平均场的密度和动量相关性就显得相当重要. Bombaci 等<sup>[13]</sup>利用 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理论方法计算了零温下核物质中单核子势并讨论了其同位旋依赖性. 根据 Landau 的费米流体理论, Brown 指出<sup>[14]</sup>, BHF 近似下单核子势的最低阶贡献不能完全反映核子在核物质中感受到的真实的平均势场, 为了准确预言核物质中的单核子势, 需要在计算单核子势时超越 BHF 近似, 利用质量算子的空穴线展开考虑基态关联所导致的对单核子势的修正. 在文献<sup>[15-19]</sup>中, 利用扩展的 Brueckner-Hartree-Fock (EBHF) 理论方法, 研究了零温核物质中核子感受到的单核子势场及其动量相关性, 结果表明质量算子空穴线展开中的二阶项(即重排贡献)对单核子势特别是其动量相关性有显著影响. 在文献<sup>[20]</sup>中, 进一步在有限温度 BHF 框架内计算了热核物质中

\* 中国科学院知识创新工程重要方向性项目(批准号: KJ951-A1-01), 国家重点基础研究发展规划项目(批准号: G2000077400), 国家自然科学基金重点基金(批准号: 10235030, 10175082), 国家科技部重大前期研究专项基金(批准号: 2002CCB00200)资助的课题.

†E-mail: impllz@sina.com

核子感受到的单核子势和核子的有效质量,特别是讨论了单核子势对温度的依赖关系以及三体核力对单核子性质的影响.然而,在上述研究中<sup>[20]</sup>,没有考虑基态两空穴关联效应(质量算子中重排项效应)对单核子性质的贡献.另外,研究表明<sup>[21-26]</sup>,在非相对论微观 BHF 理论框架内,利用两体现实核力不能给出经验的核物质饱和点位置,为了正确预言核物质饱和点性质,需要在两体核力的基础上引进三体核力的贡献,而且三体核力对于热核物质状态方程和液气相变临界点性质也有显著影响<sup>[27]</sup>.因此,在研究核物质中的单核子势时,除了基态关联效应外,还应考虑三体核力的影响.

本文的目的是在上述工作的基础上,进一步计算有限温度核物质中同时包含基态关联效应和三体核力贡献的单核子势与核子的有效质量,研究基态关联效应对单核子势及其动量相关性的影响,并讨论温度和三体核力对基态关联效应强弱的影响.结果表明,基态关联和三体核力对单核子势的密度、温度及动量依赖性均有重要影响,这说明为了在微观 BHF 理论框架内得到较为精确的单核子势以便应用于重离子碰撞输运理论模型,需要同时考虑基态关联和三体核力效应.

## 2. 理论模型

### 2.1. 包含三体核力贡献的有限温度 BHF 方法

与零温情况类似,有限温度 Brueckner-Bethe-Goldstone (BBG) 方法<sup>[27-28]</sup>的基本出发点是温度有关的  $G$  矩阵,满足下述 Bethe-Goldstone (BG) 方程:

$$\begin{aligned} & \mathcal{G}(\rho, \omega, T) \\ &= v_{\text{NN}} + v_{\text{NN}} \sum_{k_1, k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q |k_1 k_2\rangle}{\omega - \epsilon(k_1) - \epsilon(k_2)} \\ & \quad \times \mathcal{G}(\rho, \omega, T), \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $v_{\text{NN}}$  表示现实核子-核子相互作用,本文计算所作的改进是在  $v_{\text{NN}}$  中同时包含了两体核子-核子相互作用势和三体核力的贡献,见文献[20];  $\omega$  为起始能量;  $|k\rangle = (k, \sigma, \tau)$  表示单核子动量、自旋和同位旋.单核子能量  $\epsilon(k)$  包含单核子动能和 BHF 近似下的单核子势能两部分,即

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

BHF 近似下的单核子势  $U(k, T)$  由  $G$  矩阵通过下

列关系式自洽地给出:

$$\begin{aligned} U(k, T) &= \frac{1}{2} \sum_{k'} \mathcal{f}(k, T) \mathcal{f}(k', T) \text{Re} \\ & \quad \times \langle kk' | \mathcal{G}(\rho, \epsilon(k) \\ & \quad + \epsilon(k'), T) | kk' \rangle_A, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\text{Re}$  表示取实部;下标  $A$  表示反对称化.在有限温度下,泡利算符  $Q$  定义为

$$\begin{aligned} Q &= Q(k_1, k_2, T) \\ &= [1 - \mathcal{f}(k_1, T)] [1 - \mathcal{f}(k_2, T)], \end{aligned} \quad (4)$$

其中  $\mathcal{f}(k, T)$  是有限温度费米分布函数,其表达式(玻尔兹曼常数  $k_0 = 1$ )为

$$\mathcal{f}(k, T) = \left( 1 + \exp\left(\frac{\epsilon(k) - \mu}{T}\right) \right)^{-1}, \quad (5)$$

这里  $\mu$  表示核子化学势,满足下列方程:

$$\begin{aligned} \rho &= \frac{1}{V} \sum_k \mathcal{f}(k, T) \\ &= \frac{1}{V} \sum_k \left[ 1 + \exp\left(\frac{\epsilon(k) - \mu}{T}\right) \right]^{-1}. \end{aligned} \quad (6)$$

对于任意给定的核物质温度和密度,由上式通过自洽迭代可以计算出  $\mu$  的值.

我们在计算中采用 Argonne  $V_{18}$  核势<sup>[29]</sup>作为两体核子-核子相互作用,我们采用的微观三体核力是根据介子交换流方法建立的,见文献[24].为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题,在零温 BHF 计算中,通常采用的方法是通过对第三个核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<sup>[24-25]</sup>.将这一方法推广到有限温度情形,可以得到温度和密度相关的等效两体核力为

$$\begin{aligned} & r'_1 r'_2 | V_3^{\text{eff}}(T) | r_1 r_2 \\ &= \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_{k_n} \mathcal{f}(k_n, T) \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\mathbf{r}'_3) [1 - \eta(\mathbf{r}'_{13}, T)] \\ & \quad \times [1 - \eta(\mathbf{r}'_{23}, T)] W_3(\mathbf{r}'_1 \mathbf{r}'_2 \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1 \mathbf{r}_2 \mathbf{r}_3) \phi_n(\mathbf{r}_3) \\ & \quad \times [1 - \eta(\mathbf{r}_{13}, T)] [1 - \eta(\mathbf{r}_{23}, T)], \end{aligned} \quad (7)$$

其中  $\text{Tr}$  表示对第三个核子的自旋和同位旋求迹.关联函数  $\eta(r, T)$  定义为  $\eta(r, T) = \phi(r) - \psi(r, T)$ <sup>[30-31]</sup>,  $\psi(r, T)$  指的是核介质中两核子相对运动的关联波函数,  $\phi(r)$  是两个自由核子的相对运动波函数.由于等效核力  $V_3^{\text{eff}}(T)$  通过关联函数  $\eta$  与  $G$  矩阵直接相关,因而在 BG 方程迭代求解的每一步,都必须重新自洽地计算等效核力  $V_3^{\text{eff}}(T)$ . 耦合的方程(1)–(7)构成了包含三体核力贡献的有限温度 BHF 方法的基本方程组.在有限温度 BHF 近似下,对于任意给定温度和核子数密度的核物质,通过自

洽求解方程(1)–(7),可以得到与相应温度相关的  $G$  矩阵.

## 2.2. 温度相关的二阶基态修正

在零温理论框架内<sup>[15,32]</sup>,可以根据空穴线的数目对质量算子进行微扰展开,即

$$M(k, \omega) = M_1(k, \omega) + M_2(k, \omega) + M_3(k, \omega) + L.$$

质量算子是一个复算子,可表示为  $M(k, \omega) = V(k, \omega) + iW(k, \omega)$ .当质量算子中的能量在能壳上取值时,即当  $\omega = \epsilon(k)$  时,质量算子  $M(k) \equiv M(k, \epsilon(k))$  的实部描述核子在核物质中感受到的平均势场,而虚部直接与核子的平均自由程相联系<sup>[15]</sup>.在质量算子的空穴线展开式中,最低阶贡献  $M_1(k, \omega)$  对应于通常的 BHF 近似下的质量算子;二阶贡献  $M_2(k, \omega)$  被称为重排项,反映了两空穴关联对单核子性质的影响.质量算子的空穴线展开也可以在郎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,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  $M_1(k, \omega)$  外,还将给出质量算子空穴线展开式中的所有高阶修正<sup>[15,24]</sup>.在有限温度情形下,重排项  $M_2(k, \omega, T)$  由下式给出<sup>[33]</sup>:

$$M_2(k, \omega, T) = \frac{1}{2} \sum_{k, k_1, k_2} [1 - f(k', T)] f(k_1, T) f(k_2, T) \times \frac{|kk' \langle G(\omega, T) | k_1 k_2 \rangle|^2}{\omega + \epsilon(k') - \epsilon(k_1) - \epsilon(k_2)}, \quad (8)$$

由于两个相互作用核子的总动量  $P$ 、总角动量  $j$ 、总自旋  $s$  和总同位旋  $t$  守恒,因而将 BG 方程按角动量分波进行展开在  $|jstl\rangle$  表象进行数值求解和计算是方便的.利用有限温度 BHF 方法得到的  $G$  矩阵在  $|jstl\rangle$  表象中的矩阵元后,可通过下式计算  $M_2(k, \omega, T)$ <sup>[33]</sup>:

$$M_2(k, \omega, T) = \frac{2}{\pi^2 k} \sum_{jstl} (2j+1)(2t+1) \times \iint q dq P dP [1 - f(\sqrt{P^2/2 + 2q^2 - k^2}, T)] \times \int q'^2 dq' R(q', P)$$

$$\times \frac{|G_{ll}^{st}(q, q', P, e_{12}(q', P), T)|^2}{\omega + \epsilon(\sqrt{P^2/2 + 2q^2 - k^2}, P) - e_{12}(q', P)}, \quad (9)$$

其中  $q' = (k_1 - k_2)/2$  和  $P = k_1 + k_2$  分别表示两个核子的相对运动动量和总动量;  $e_{12}(q', P) \equiv \epsilon(k_1) + \epsilon(k_2)$  是能量分母的角平均;  $R(q', P)$  表示反泡利算符的角平均,即

$$R(q', P) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin\theta d\theta f(k_1, T) f(k_2, T), \quad (10)$$

其中  $\theta$  是相对运动动量  $q'$  与总动量  $P$  之间的夹角.

利用包含三体核力的有效温度 BHF 方法可以得到温度相关的有效相互作用  $G$  矩阵,进而可计算包含基态两空穴关联效应(即重排项贡献)的单核子势,即能壳上的质量算子的实部  $V_{12}(k) \equiv V_1(k, \epsilon(k)) + V_2(k, \epsilon(k))$ .

## 3. 计算结果与讨论

图 1 给出了密度分别为  $\rho = 0.085, 0.17, 0.255, 0.34 \text{ fm}^{-3}$  和温度分别为  $T = 0, 20 \text{ MeV}$  的核物质中包含质量算子二阶修正的单核子势  $V_{12}(k)$  随核子动量的变化关系.图中计算结果表明,当温度  $T = 0$  时,在密度为正常核物质密度  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  的核物质中,重排项的贡献使得单核子势阱深度由 BHF 近似下的  $V_1(k=0) \approx -85 \text{ MeV}$ <sup>[13,18,19]</sup> 上升到  $V_{12}(k=0) \approx -60 \text{ MeV}$ ,这是由于基态两空穴关联效应对单核子势的贡献具有排斥性,从而减弱了单核子势的吸引力.这一结果与文献[20,32]得到的结论相一致.通过比较密度不同但其他条件相同情况下的结果可以发现,随着核物质密度的增大,低动量区单核子势的吸引力变得越来越强,而高动量区单核子势的排斥性稍有增强,这主要是由 BHF 近似下  $V_1(k)$  的密度依赖特性所决定的<sup>[18,19]</sup>.由图 1 可以进一步看到,在不考虑三体核力贡献的情况下,随着温度的升高,低动量区域的单核子势  $V_{12}(k)$  的吸引力增强,而高动量区单核子势的排斥性增强.  $V_{12}(k)$  的这一温度依赖性与最低阶 BHF 近似下的单核子势  $V_1(k)$  的温度依赖性不同,温度的升高会带来整个动量范围内  $V_1(k)$  的抬高<sup>[20]</sup>.这一结果是由于单核子势中一阶项  $V_1(k)$  和二阶项  $V_2(k)$  的温度效应之间的相互竞争造成的.基态两空穴关联效应导致的对单核

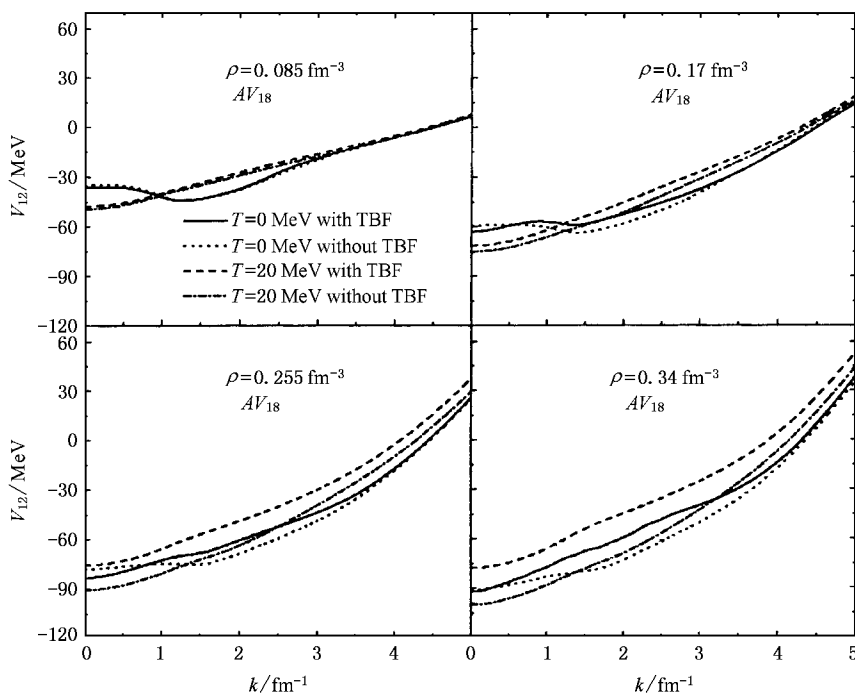


图 1 在不同温度和密度下,包含二阶修正的单核子势随核子动量的变化关系(图中实线和虚线是考虑了三体核力的计算结果;点线和点虚线则是不考虑三体核力影响的结果)

子势的重排修正  $V_2(k)$  仅在费米面以下动量区域才有明显贡献而且具有排斥性,一方面随着温度的升高基态关联效应将大大减弱,而另一方面温度对于单核子势中具有吸引特性的  $V_1(k)$  的效应相对而言要小一些<sup>[20]</sup>,因而在低动量区总的单核子势的吸引力随温度升高而增强;在高动量区,重排修正  $V_2(k)$  接近于零,单核子势对温度的依赖关系主要由  $V_1(k)$  随温度的变化所决定. 由图还可以看到,当密度较低 ( $\rho = 0.085 \text{ fm}^{-3}$ ) 时,三体核力的影响很小,随密度增大,三体核力的影响变得越来越显著,这是由于三体核力体现了一种介质效应<sup>[34]</sup>,只有在密度较高时才变得重要. 三体核力对单核子势  $V_{12}(k)$  的效应是两方面的:一方面,三体核力由于其排斥性导致最低阶 BHF 项  $V_1(k)$  的吸引力减弱;另一方面,三体核力具有强的短程排斥性,将在一定程度上抑制基态空穴关联,从而使得重排项贡献减小. 这两个因素共同作用的结果是使高密度区域单核子势  $V_{12}(k)$  的排斥性增强. 与不考虑三体核力的结果不同的是,当计算中包含了三体核力的贡献后,温度的升高会造成高密度区域单核子势阱在整个动量范围内抬高,或者说在整个动量范围内造成单核子势阱的排斥性增强. 这是由于一方面在高密度区三体核力的贡献导致  $V_1(k)$  的温度效应增强<sup>[20]</sup>;另一方

面,当温度较高时,重排项贡献  $V_2(k)$  本身较小,相应地三体核力对  $V_2(k)$  影响也变得较小.

核物质中核子的有效质量一直都是一个受到关注的重要物理量<sup>[35-37]</sup>,它描述核子在核介质中受到的平均势场的非定域部分,反映了单核子势场的动量相关性. 这一动量相关性使平均势场中定域部分的吸引力减弱. 核物质中核子的有效质量  $m^*$  定义为<sup>[15]</sup>

$$\frac{m^*(k)}{m} = \frac{k}{m} \left( \frac{d\epsilon(k)}{dk} \right)^{-1}, \quad (11)$$

其中  $\epsilon(k)$  表示单核子能量. 在质量算子空穴线展开的二阶截断近似下,包含二阶基态关联修正贡献的有效质量可表示为

$$\frac{m^*(k)}{m} = \frac{1}{m} \left( 1 + \frac{1}{k} \frac{d(V_1 + V_2)}{dk} \right)^{-1}. \quad (12)$$

图 2 给出了在密度为  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ , 温度分别为  $T = 0$  和  $20 \text{ MeV}$  的核物质中,计算得到的核子有效质量随动量的变化关系. 可以看到,当  $T = 0$  时,无论是否考虑三体核力,有效质量的动量分布在费米动量附近都存在一个明显的峰值,这是由于费米面附近高的粒子-空穴激发概率所造成的<sup>[15]</sup>. 与仅仅计及最低阶 BHF 近似下的结果<sup>[20]</sup>相比较,质量算子空穴线展开中二阶项的贡献(基态关联效应)使有效质量在费米面附近的峰变高变宽. 在零温核物质

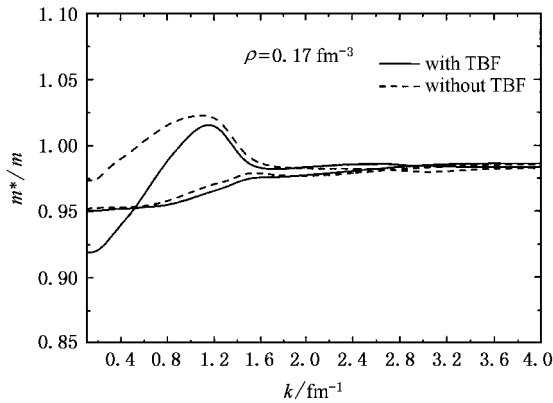


图2 当密度  $\rho = 0.17 \text{ fm}^{-3}$  时,不同温度  $T = 0, 20 \text{ MeV}$  下,包含二阶基态关联修正的有效质量  $m^*$  随核子动量的变化关系

中,基态关联所导致的二阶修正贡献使费米面附近核子有效质量的值由  $m^*/m \approx 0.8$ <sup>[20]</sup> 增大到  $m^*/m \approx 1.02$ ,这一结果与文献[38]中得到的铅核中心区域的有效质量的经验值比较接近.随着温度的升高,有效质量动量分布中的峰变得越来越平坦而且峰值显著降低,当  $T = 20 \text{ MeV}$  时,有效质量动量分布中的峰几乎消失.这主要是由于与零温情形不同,有限温度下核物质中核子的动量分布在费米面附近是弥散的,从而导致单核子势在费米面附近随动量的变化变得平缓.温度越高,核子动量分布的弥散程度就越大,单核子势在费米面附近随动量的变化就越平缓,有效质量动量分布中的峰就变得越来越不明

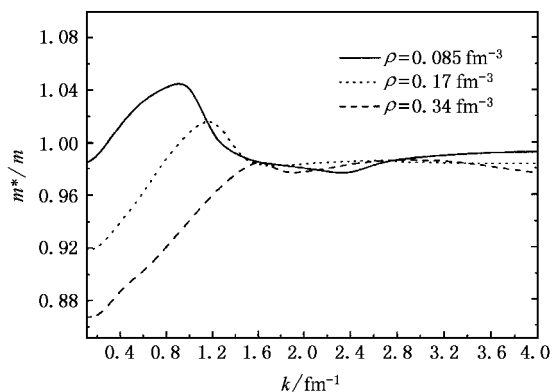


图3 在固定温度  $T = 0$  下,密度分别为  $\rho = 0.085, 0.17, 0.34 \text{ fm}^{-3}$  时,包含二阶基态关联修正的有效质量  $m^*$  随核子动量的变化关系,计算重考虑了三体核力

显.另外,如图3所示,随核物质的密度增大,有效质量的峰值逐渐降低,而且费米面附近有效质量的值随密度增大而减小,这与不考虑基态关联效应情形下得到的有效质量随密度的变化趋势是一致的;在费米面附近,基态关联效应对密度较低的核物质核子有效质量的影响较大,导致图3中出现了核子有效质量大于其静止质量的效果,而随着核物质密度增加这种效果慢慢变弱.

## 4. 结 论

本文在包含三体核力的有限温度 BBG 理论框架内,利用质量算子的空穴线展开,研究了热核物质中单粒子特性(如单核子势和核子有效质量等)及其密度和温度依赖性,特别是讨论了基态关联效应和三体核力效应对核子单粒子性质的影响.我们的研究表明基态关联和三体核力对单核子势的密度和动量依赖性均有明显影响.基态关联主要在低动量区域对单核子势有明显贡献;基态两空穴关联带来的重排修正具有排斥性,结果导致核物质中单核子平均势场的吸引力减弱并使单核子势阱变浅;单核子势中的基态关联效应随密度增大而增强,随温度升高而减弱,结果导致单核子势的吸引力在低密度和低动量区域随温度升高而增强.三体核力主要在高密度区域起作用,一方面,三体核力对单粒子势中最低阶 BHF 项  $V_1(k)$  的贡献具有排斥性;另一方面,三体核力的引入在一定程度上减弱了基态空穴关联效应,导致单核子势中重排项贡献  $V_2(k)$  减小.由于基态关联效应和三体核力效应共同起作用的结果,在高密度区域单核子势排斥性在整个动量范围内随温度升高而增强.无论是否考虑基态关联的影响,核物质中核子有效质量均随核物质温度的升高和核物质密度的增大而减小.由于基态关联对单核子势动量相关性的影响,使得核子有效质量的动量分布在费米动量附近的峰变高变宽并使费米面附近有效质量的值增大.本文研究表明为了在微观 BHF 理论框架内得到较为精确的单核子势以便应用于重离子碰撞输运理论模型,需要同时考虑基态关联和三体核力效应.

- [ 1 ] Danielewicz P , Lacey R , Lynch W G 2002 *Science* **298** 1592
- [ 2 ] Bethe H A 1990 *Rev. Mod. Phys.* **62** 801
- [ 3 ] Prakash M , Bombaci I , Prakash M , Ellis P J , Lattimer J M , Knorren R 1997 *Phys. Rep.* **280** 1
- [ 4 ] Pons H A , Reddy S , Prakash M , Lattimer J M , Miralles J A 1999 *Astrophys. J.* **513** 780
- [ 5 ] Strobel K , Sohaab C , Weigel M K 1999 *Astron. Astrophys.* **350** 497
- [ 6 ] Marranghello G F , Vasconcellos C A Z , Dilling M 2002 *Int. J. Mod. Phys. E* **11** 83
- [ 7 ] Guo H 2001 *Chin. Phys.* **10** 805
- [ 8 ] Li Z H , Zuo W , Lu G C 2004 *Chin. Phys.* **13** 1848
- [ 9 ] Bertsch G F , Gupta S D 1988 *Phys. Rep.* **160** 189
- [ 10 ] Gale C , Bertsch G , Gupta S D 1987 *Phys. Rev. C* **35** 1666
- [ 11 ] Li B A , Sustich T 1999 *Phys. Rev. Lett.* **25** 5004
- [ 12 ] Westfall G D , Bauer W , Craig *et al* 1993 *Phys. Rev. Lett.* **71** 1986
- [ 13 ] Bombaci I , Lombardo U 1991 *Phys. Rev. C* **44** 1892
- [ 14 ] Brown G E 1971 *Rev. Mod. Phys.* **43** 1
- [ 15 ] Jeukenne J P , Lejeune A , Mahaux C 1976 *Phys. Rep.* **25C** 83
- [ 16 ] Baldo M , Bombaci I , Ferreira L S , Giansiracusa G , Lombardo U 1988 *Phys. Lett. B* **209** 135
- [ 17 ] Baldo M , Bombaci I , Giansiracusa G , Lombardo U 1990 *Phys. Rev. C* **41** 1748
- [ 18 ] Lombardo U , Zuo W 2001 *EOS of Asymmetric Nuclear Matter in* : Li B A and Schroder W U ed *Isospin Physics in Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies* ( New York : Nova Science Publisher )p1
- [ 19 ] Zuo W , Lombardo U , Schulze H J 1998 *Phys. Lett. B* **432** 241
- Zuo W , Bombaci I , Lombardo U 1999 *Phys. Rev. C* **60** 024605
- [ 20 ] Zuo W , Li Z H , Li A , Lu G C 2004 *Phys. Rev. C* **69** 064001
- [ 21 ] Coeser F , Cohen S , Day B D 1970 *Phys. Rev. C* **1** 765
- [ 22 ] Baldo M , Bombaci I , Burgio G F 1997 *Astron. Astrophys.* **328** 274
- [ 23 ] Lejeune A , Lombardo U , Zuo W 2000 *Phys. Lett.* **477** 45
- [ 24 ] Grangé P , Lejeune A , Martzloff M , Mathiot J F 1989 *Phys. Rev. C* **40** 1040
- [ 25 ] Zuo W , Lejeune A , Lombardo U , Mathiot J F 2002 *Nucl. Phys. A* **706** 418
- [ 26 ] Fuchs C 2004 *Lect. Notes Phys.* **641** 119
- [ 27 ] Zuo W , Li Z H , Li A , Lombardo U 2004 *Nucl. Phys. A* **745** 34
- [ 28 ] Bombaci I , Kuo T T S , Lombardo U 1994 *Phys. Rep.* **242** 165
- [ 29 ] Wiringa R B , Stoks V G J , Schiavilla R 1995 *Phys. Rev. C* **51** 28
- [ 30 ] Lejeune A , Grangé P , Martzloff M , Cugnon J 1986 *Nucl. Phys. A* **453** 189
- [ 31 ] Baldo M 1999 *The Many-body Theory of the Nuclear Equation of State in* : Baldo M ed *Nuclear Methods and the Nuclear Equation of State* ( Singapore : World Scientific )p1
- [ 32 ] Day B D 1967 *Rev. Mod. Phys.* **39** 719
- Day B D 1978 *Rev. Mod. Phys.* **50** 495
- [ 33 ] Grangé P , Cugnon J , Lejeune A 1987 *Nucl. Phys. A* **473** 365
- [ 34 ] Machleidt R 1989 *Adv. Nucl. Phys.* **16** 189
- [ 35 ] Brown G E , Gunn J H , Gould P 1963 *Nucl. Phys.* **46** 598
- [ 36 ] Bernard V , Giai N V 1980 *Nucl. Phys. A* **348** 75
- [ 37 ] Bertsch G F , Bortignon P F , Broglia R A 1983 *Rev. Mod. Phys.* **55** 287
- [ 38 ] Mahaux C , Sartor R 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 3015

# Single nucleon potential and effective mass with ground state correlations in hot nuclear matter<sup>\*</sup>

Lu Guang-Cheng<sup>1 2)†</sup> Li Zeng-Hua<sup>1 2)</sup> Zuo Wei<sup>1 2)</sup> Luo Pei-Yan<sup>1 2)</sup>

<sup>1</sup> *Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China*

<sup>2</sup> *Graduate School of the Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*

( Received 9 March 2005 ; revised manuscript received 8 May 2005 )

## Abstract

In the framework of the finite temperature Brueckner-Hartree-Fock approach including the contribution of the microscopic three-body force, the single nuclear potential and the nucleon effective mass in hot nuclear matter at various temperatures and densities have been calculated by using the hole-line expansion for mass operator, and the effects of the three-body forces and the ground state correlations on the single nucleon potential have been investigated. It is shown that both the ground state correlations and the three-body force affect considerably the density and temperature dependence of the single nucleon potential. The rearrangement correction in the single nucleon potential is repulsive and it reduces remarkably the attraction of the single nucleon potential in the low-momentum region. The rearrangement contribution due to the ground state correlations becomes smaller as the temperature rises up and becomes larger as the density increases. The effect of the three-body force on the ground state correlations is to reduce the contribution of rearrangement. At high densities, the single nucleon potential containing both the rearrangement correction and the contribution of the three-body force becomes more repulsive as the temperature increases.

**Keywords** : finite temperature BHF approach, hole-line expansion of mass operator, ground state corrections, single nucleon potential, effective mass

**PACC** : 1375C, 2165, 2410D, 7170J

<sup>\*</sup> Project supported by the Chinese Academy of Sciences Knowledge Innovation Project ( Grant No. KJ CX2-SW-N02 ), the Major State Basic Research Development Program ( Grant No. G2000077400 ), the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10235030, 10175082 ), the Important Pre-research Project of the Chinese Ministry of Science and Technology ( Grant No. 2002CCB00200 ).

<sup>†</sup>E-mail: [implz@sina.com](mailto:implz@sina.com)