

文章编号: 1007-4627(2012)02-0123-06

# 对称核物质中核子-核子散射截面的研究

梁 栋<sup>1,2</sup>, 左 维<sup>1</sup>, 董建敏<sup>1,2</sup>

(1. 中国科学院近代物理研究所, 甘肃 兰州 730000;

2. 中国科学院研究生院, 北京 100049)

**摘要:** 在扩展的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 理论框架下, 采用 Argonne  $V_{14}$  两体相互作用势研究了核物质中核子-核子散射的总截面和微分截面, 分别讨论了三体核力 (TBF) 重排效应和基态关联效应对全同和非全同核子散射截面的影响。计算表明: 低动量区域的基态关联效应会导致介质中核子-核子散射截面的增大; 而随着密度的增加, TBF 重排效应的逐渐加强会减小介质中的核子-核子散射截面。

**关键词:** Brueckner-Hartree-Fock 方法; 散射截面; TBF; 基态关联

**中图分类号:** O571.41+3

**文献标志码:** A

## 1 引言

当前, 核物理研究的一个主要目的是研究极端条件下的核物质状态方程。重离子碰撞是在实验室中提取有关核物质状态方程信息的唯一手段。由于在重离子碰撞中, 不能直接测量核物质状态方程, 通常需要通过重离子输运模型对重离子碰撞的动力学过程进行理论模拟<sup>[1]</sup>, 并通过与重离子实验观测量的比较来得到有关核物质状态方程的知识。核介质中的核子-核子散射截面是重离子输运模型的基本输入量之一<sup>[2-3]</sup>, 对于确定重离子碰撞动力学过程和观测量(例如, 集体流、同位旋扩散、能量和动量转移以及粒子产生)有着重要的作用。另外, 利用介质中核子-核子散射截面还可以获得核子在核介质中的平均自由程。因此, 从微观多体理论出发, 合理预言核介质中核子-核子散射截面就显得十分必要。

数值研究散射截面的研究方法包括 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法<sup>[4-8]</sup>、Dirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 方法<sup>[9-11]</sup>、格林函数方法<sup>[12]</sup>及相对论平均场方法<sup>[13]</sup>。本文主要讨论 BHF 理论方法, 一方面, 该理论能够处理现实核子-核子

相互作用, 以阻止硬核芯导致的发散; 另一方面能自洽地给出有效相互作用 ( $G$  矩阵), 从而给出介质中的散射截面。研究表明, 在非相对论微观理论框架内, 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 TBF 的贡献。在 BHF 计算中引入 TBF 将大大改善对核物质饱和点性质的描述, 并且随着核物质密度的增大, TBF 带来的排斥效应越来越强<sup>[14]</sup>, 对质子和中子平均场特别是对同位旋依赖关系的影响变得十分重要。同时, 根据 Landau 的费米液体理论, Brown 指出<sup>[15]</sup>, BHF 理论近似下单粒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平均势场, 在 BHF 理论近似中需要利用质量算子的空穴线展开考虑基态关联所导致的对单粒子势的修正<sup>[16]</sup>。Giansiracusa 等<sup>[4]</sup>在扩展的 BHF 框架内, 研究了基态关联效应对核介质中的核子-核子散射截面, 但是, 在他们的计算中, 没有考虑 TBF 重排效应的贡献。最近张鸿飞等<sup>[8]</sup>讨论了 TBF 重排效应的贡献, 但没有考虑基态关联效应。本文将进一步推广文献<sup>[4]</sup>和<sup>[8]</sup>的研究工作, 在扩展的 BHF 理论框架下计算并给出

收稿日期: 2011-03-25; 修改日期: 2011-06-29

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (10875151, 10740420550); 中国科学院知识创新工程重大项目 (KJCX3-SYW-N2); 国家重点基础研究发展计划项目 (973 项目) (2007CB15004); 中国科学院“外国专家特聘研究员”计划 (2009J2-26); 中国科学院外国专家局创新团队国际合作伙伴计划项目 (CXTD-J2005-1)

作者简介: 梁栋 (1987—), 男, 安徽六安人, 硕士研究生, 从事核理论研究; E-mail: dongliang@impcas.ac.cn

通讯联系人: 左维, E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

二者对介质中核子-核子散射截面的影响。

## 2 理论框架

在 BHF 理论框架下,核子散射幅度由  $G$  矩阵决定,它满足 Brueckner-Bethe-Goldstone(BBG) 方程<sup>[17]</sup>:

$$G(\rho, \omega) = v_{\text{NN}} + v_{\text{NN}} \sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q(k_1, k_2) \langle k_1 k_2|}{\omega - \varepsilon(k_1) - \varepsilon(k_2)} G(\rho, \omega), \quad (1)$$

其中:  $v_{\text{NN}}$  表示现实核子-核子相互作用;  $\omega$  是起始能量;  $k=(k, \sigma, \tau)$  表示单核子动量、自旋和同位旋第 3 分量,  $G$  矩阵可以看作核介质中两核子间的有效相互作用,介质效应可以通过泡利算子  $Q(k_1, k_2)=[1-n(k_1)][1-n(k_2)]$  和能量分母的单粒子能量  $\varepsilon(k)$  进入  $G$  矩阵。泡利算子  $Q(k_1, k_2)$  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。

在计算中,采用 Argonne  $V_{14}$  势作为微观两体现实核力,由于在介质中核子-核子的散射,考虑到核介质中自由核子-反核子对虚激发中间过程对核子间相互作用的介质修正效应,需要引入 TBF。所采用的微观 TBF 是根据介子交换流方法建立的,在文献[18]的论述中分析了该 TBF 的具体物理机制。这一微观 TBF 模型的参数(包括介子-核子耦合常数和动量截断因子)是利用单玻色子交换的两体核势通过拟合低能 NN 散射相移数据和氦核特性来确定的,因此,所采用的 TBF 是微观的且所有参数都与两体现实核势保持一致。为了避免求解三体 Bethe-Faddeev 问题,通常用的方法是把第 3 个粒子的同位旋自由度做平均,从而将 TBF 约化为一个密度相关的等效两体核力,可由下面公式给出:

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | V_{31}^{\tau_2} | \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 \rangle &= \frac{1}{4} \sum_{\tau_3 \sigma_3 n} d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\tau_3 \mathbf{r}_3) \times \\ & [1 - \eta_{\tau_1, \tau_3}(r'_{13})][1 - \eta_{\tau_2, \tau_3}(r'_{23})] \times \\ & W_3(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_2) \phi_n(\tau_3 \mathbf{r}_3) \times \\ & [1 - \eta_{\tau_1, \tau_3}(r_{13})][1 - \eta_{\tau_2, \tau_3}(r_{23})], \quad (2) \end{aligned}$$

其中: 关联函数  $\eta_{\tau_1, \tau_3}(r_{13})$  定义为  $\eta_{\tau_1, \tau_3}(r_{13}) = \varphi(r_{13}) - \psi(r_{13})$ ;  $\psi(r_{13})$  是两个自由核子的相对运动波函数;  $\varphi(r_{13})$  是核介质中的两个关联核子的相对运动波函数。 $\eta_{\tau_1, \tau_3}(r_{13})$  描述了核子-核子间的短程关联(即梯形图关联),因为 TBF 导致的等效两体

核力  $\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | V_{31}^{\tau_2} | \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 \rangle$  依赖核子间的关联,通过自洽迭代求解 BBG 方程,  $\langle \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2 | V_{31}^{\tau_2} | \mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 \rangle$  须与有效相互作用  $G$  矩阵相互自洽地确定。

单粒子能量定义为  $\varepsilon(k) = \hbar^2 k^2 / (2m) + U(k)$ , 其中  $U(k)$  为单粒子势,它在核介质中可由势能  $E_V$  对单核子动量分布的泛函变分得出<sup>[15]</sup>:

$$U(k) = \frac{\delta E_V}{\delta n_k} = \sum_{k_1} n_{k_1} \langle k k_1 | G | k k_1 \rangle_A + \frac{1}{2} \sum_{k_1 k_2} n_{k_1} n_{k_2} \langle k_1 k_2 | \frac{\delta G}{\delta n_k} | k_1 k_2 \rangle_A, \quad (3)$$

式中右边第一项对应标准 BHF 单粒子势,即

$$U_{\text{BHF}}(k) = \sum_{k_1} n_{k_1} \langle k k_1 | G | k k_1 \rangle_A.$$

BHF 近似下单粒子势的最低阶贡献,由于等效核力  $V_3^{\text{eff}}$  依赖核物质密度,这一密度依赖性导致核介质中 TBF 对单核子势的重排贡献项的引入显得十分必要,由式(3)可得<sup>[19]</sup>:

$$U_{\text{TBF}}(k) \approx \frac{1}{2} \sum_{k_1 k_2} n_{k_1} n_{k_2} \langle k k' | \frac{\delta V_3^{\text{eff}}}{\delta n_k} | k k' \rangle_A. \quad (4)$$

另外,基态关联效应(质量算子空穴线展开的二阶项)对单核子势特别是动量相关性有显著影响<sup>[19]</sup>,根据空穴线对质量算子进行微扰展开:

$$M(k, \omega) = M_1(k, \omega) + M_2(k, \omega) + \dots. \quad (5)$$

质量算子是一个复算子,可表示为  $M(k, \omega) = U(k, \omega) + iW(k, \omega)$ 。当质量算子中的能量在能壳上取值时,质量算子的实部描述核子在核物质中感受到的平均势场。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,质量算子空穴线展开的二阶项  $M_2(k, \omega)$  被称为重排项:

$$M_2(k, \omega) = \frac{1}{2} \sum_{k' \leq k_F} \sum_{k_1 k_2 \geq k_F} \frac{| \langle k k' | G(\varepsilon(k_1) + \varepsilon(k_2)) | k_1 k_2 \rangle_A |^2}{E_k + E_{k'} - E_{k_1} - E_{k_2} + i\epsilon}. \quad (6)$$

核子-核子散射截面同样依赖于核子的有效质量,有效质量

$$\frac{m^*}{m} = 1 - \frac{d}{d\omega} \text{Re} M(k, \omega) = \frac{k}{m} \left( \frac{dk}{d\omega} \right),$$

描述了核介质中单粒子势的非定域性。其中,  $\omega = E_k + E_k$ 。对于单粒子势  $U(k)$ , 考虑到微观 TBF 的重排效应和基态关联效应,核子的单粒子势可以表

示为  $U = U_{\text{BHF}} + U_2 + U_{\text{TBF}}$ 。

在质心坐标系下, 非相对论性弹性散射的非极化核子微分散射截面如下式:

$$\sigma_{\text{np}}(\theta) = |f(\theta)|^2 = \frac{m^{*2}}{4\pi^2 \hbar^4} \times \sum_{SS'_zS''_z} |G_{SS'_zS''_z}^S(\theta)|^2. \quad (7)$$

对于全同粒子的散射, 即中子-中子或质子-质子散射, 由于反对称化的要求, 有:

$$\sigma_{\text{NN}}(\theta) = \frac{m^{*2}}{16\pi^2 \hbar^4} \sum_{SS'_zS''_z} |G_{SS'_zS''_z}^S(\theta) + (-1)^S G_{SS'_zS''_z}^S(\pi - \theta)|^2. \quad (8)$$

通过对微分散射截面的积分, 可以得到总截面, 即:

$$\sigma_{\text{tot}}(E) = \frac{m^{*2}}{4\pi^2 \hbar^4} \sum_{SJ} \sum_{LL'} [1 - (-1)^{S+L+T}]^2 \times \frac{2J+1}{4\pi} |G_{LL'}^{SJ}|^2. \quad (9)$$

### 3 计算结果与讨论

我们计算了低密度  $\rho = 0.08 \text{ fm}^{-3}$ , 饱和密度  $\rho = 0.16 \text{ fm}^{-3}$  和高密度  $\rho = 0.35 \text{ fm}^{-3}$  下全同粒子(中子-中子和质子-质子)和非全同粒子(中子-质子)的总散射截面和微分散射截面。在图 1~4 中, 实线、虚线、点划线、点线分别对应自由空间、二体核力介质中、考虑 TBF 重排效应的核介质、同时包括 TBF 重排效应和基态关联效应的介质中的核子-核子总散射截面(微分散射截面)。通过比较图 1 中的虚线和点划线可以看出, 当密度较低时, TBF 重排效应对核子-核子散射截面的影响较小; 随着密度增大, TBF 重排效应的影响迅速增强; TBF 重排效应会导致整个能量区核子-核子截面的减小。导致上述结果的原因主要是由于 TBF 重排效应对单核子势的贡献具有较强的动量相关性, 在整个动量范围内压低了核子的有效质量, 从而导致核子-核子散射截面的减小。当密度较低时, TBF 重排效应对核子有效质量的影响较小, 而随密度增大, TBF 重排效应对核子有效质量的影响迅速增强; 在高密度区, TBF 重排效应将大大增强单核子势的动量相关性, 从而导致核子有效质量的显著降低<sup>[20]</sup>。另外, 比较图中点划线和点线可以看出, 基态关联效应导

致核子-核子散射截面的增大。一方面, 基态关联效应对核子-核子散射截面的影响在低能量区域更为明显, 而在高能量区域较弱; 当能量足够高时, 基态关联效应对核子-核子散射截面的影响几乎消失。导致上述结果的原因主要在于基态关联效应会减弱单核子势的动量相关性<sup>[7, 17]</sup>, 导致核子有效质量的增大, 从而导致总散射截面的增大; 而且, 基态关联效应在费米面附近和费米面以下低动量区域对单核子势有明显贡献, 而在相对较高动量区域(与核物质的密度或费米动量有关)基态关联效应迅速减小, 对相对较高能量区域的核子-核子散射截面影响变小。另一方面, 由图中还可以看到, 随密度增大, 基态关联效应对核子-核子散射截面的影响会减弱, 主要是由于 TBF 重排贡献随密度增大而增强。在高密度区域, TBF 重排贡献对单核子势动量相关性的贡献将远远超过基态关联效应。图 2 给出了非全同粒子(n-p)的总散射截面, 对于中子-质子需要考虑同位旋  $T=0$  分量, 从而相对全同粒子的散射截面有一定增大。在低能低密区, 介质中的  $\sigma_{\text{pn}}^{\text{medium}}$  高于自由空间的  $\sigma_{\text{pn}}^{\text{free}}$  是由核子在介质中的虚激发中间过程造成的。在饱和密度和高密区域, 与全同粒子散射的总截面相比, 基态关联效应对总截面的贡献更为显著, 是因为基态关联效应对同位旋  $T=0$  部分的影响要比对同位旋  $T=1$  部分的影响更加显著。在图 3 中, 对应于能量在 100 MeV 时全同粒子散射的微分散射截面。在质心系中由于全同粒子的对称性决定了微分截面是关于  $\pi/2$  对称的。在向前和向后角度对应的微分截面变化较大, 这是因为泡利算子的引入阻塞了低动量转移<sup>[9]</sup>。另外, 由于能量相对较小, 可以看出基态关联效应对截面的贡献是显著的。同样, 对于密度不断增加, TBF 重排效应的贡献也相应增大。图 4 给出了在能量 100 MeV 时非全同粒子散射的微分散射截面。自由空间的微分散射截面是各向异性的。由于  $3S_1-3D_1$  耦合道的引入, 基态关联效应导致这种向前和向后散射的各向异性更加明显: 在饱和密度中, 点线对应的向前的微分截面大约是实线(自由空间)贡献的 2 倍, 而向后大致是自由空间贡献的 4 倍, 计算结果与文献[4]的一致; 而随着密度的增加, TBF 重排效应对截面的贡献也变得更为显著。

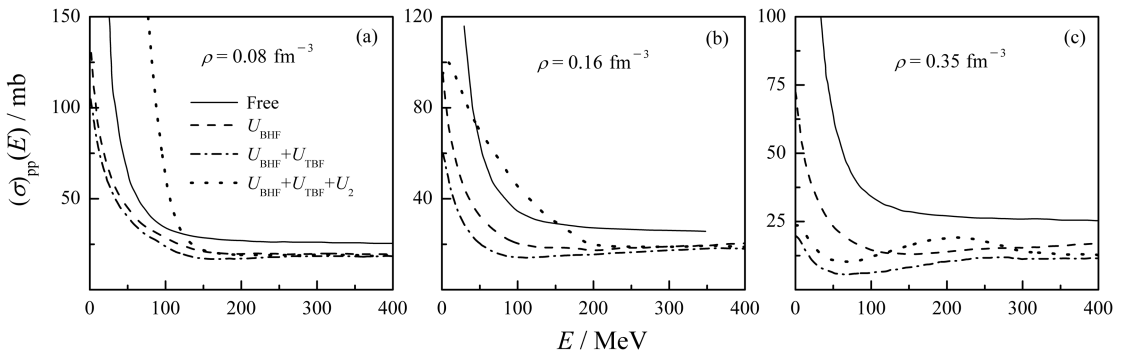


图 1 BHF 方法计算的核物质中质子-质子散射总截面

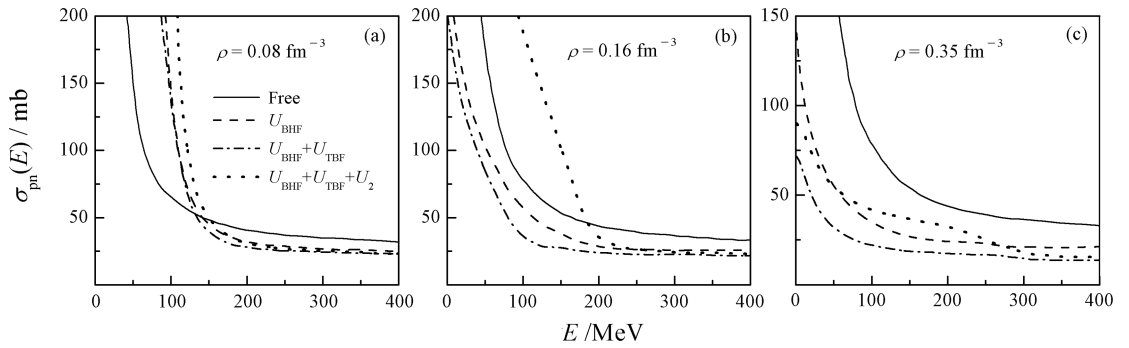


图 2 BHF 方法计算的核物质中质子-中子散射总截面

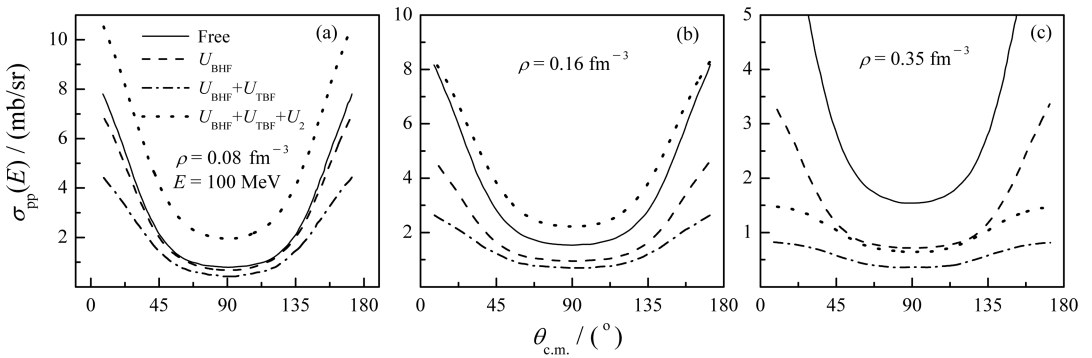


图 3 BHF 方法计算的核物质中质子-质子散射微分截面

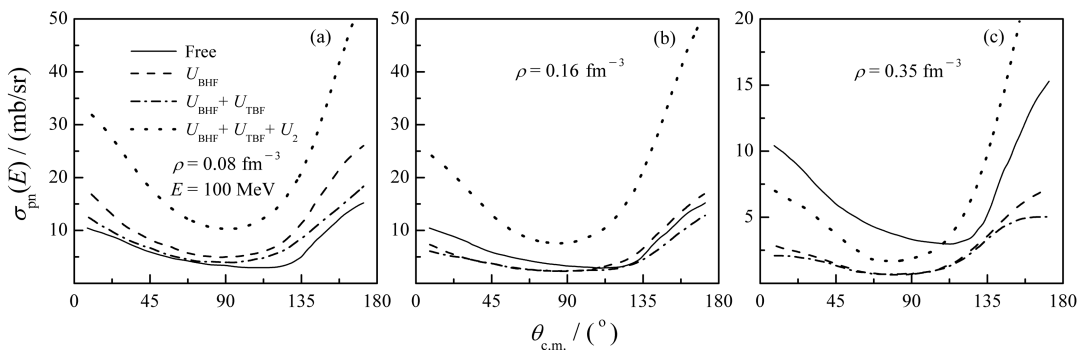


图 4 BHF 方法计算的核物质中质子-中子散射微分截面

## 4 结论

在 BHF 理论框架内, 计算了对称核物质中核子-核子(包括全同的和非全同的)散射总截面和微分截面, 并同时考虑了基态关联效应和微观 TBF 重排效应的影响。计算表明, 在低动量区基态关联效应会导致介质中的核子-核子散射截面的增大; 而在高密度情况下, TBF 重排效应的贡献将占主导地位, 反会压低介质中的核子-核子散射截面。另外, 在上述结果的基础上, 进一步研究非对称核物质中散射截面的同位旋依赖性, 将有助于我们提取有关滴线附近丰中子核性质的知识, 目前这一工作正在进行中。

### 参考文献 (References):

- [1] ZHANG Yingxun, LU Xiaohua, ZHAO Kai, *et al.* Nuclear Physics Review, 2011, **28**(4): 377(in Chinese).  
(张英逊, 卢晓华, 赵凯, 等. 原子核物理评论, 2011, **28**(4): 377.)
- [2] CHOMAZ P, GULMINELLI F, TRAUTMANN W, *et al.* Eur Phys J A, 2006, **30** III.
- [3] LIU Jianye, ZHAO Qiang, ZUO Wei, *et al.* Nuclear Physics Review, 2001, **18**(1): 21(in Chinese).  
(刘建业, 赵强, 左维, 等. 原子核物理评论, 2001, **18**(1): 21.)
- [4] GIANIRACUSA G, LOMBARDO U, SANDULESCU N. Phys Rev C, 1996, **53**: R1478.
- [5] SCHULZE H J, SCHNELL A, ROPKE G. Phys Rev C, 1997, **55**: 3006.
- [6] ZUO Wei, LOMBARDO U, SCHULZE H J. Phys Lett B, 1998, **432**: 241.
- [7] ZUO Wei, BOMBACI I, LOMBARDO U. Phys Rev C, 1999, **60**: 024605.
- [8] ZHANG H F, LI Z H, LOMBARDO U, *et al.* Phys Rev C, 2007, **76**: 054001.
- [9] FUCHS C, FAESSLER A, EL-SHABSHIRY M. Phys Rev C, 2001, **64**: 024003.
- [10] SAMMARRUCA F, KRASTEV P. Phys Rev C, 2006, **73**: 014001.
- [11] SAMMARRUCA F. Phys Rev C, 2008, **77**: 047301.
- [12] LI Qingfeng, LI Zhuxia, MAO Guangjun. Phys Rev C, 2000, **62**: 014606.
- [13] JIANG Weizhou, LI Baoan, CHEN Liewen. Phys Rev C, 2007, **76**: 044604.
- [14] ZUO Wei, LU Guangcheng, LI Zenghua, *et al.* High Energy Phys and Nuclear Physics, 2005, **29**: 1162(in Chinese).  
(左维, 陆广成, 李增花, 等. 高能物理与核物理, 2005, **29**: 1162.)
- [15] BROWN G E. Rev Mod Phys, 1971, **43**: 1.
- [16] LU Guangcheng, LI Zenghua, ZUO Wei, *et al.* High Energy Phys and Nuclear Physics, 2006, **55**: 84(in Chinese).  
(陆广成, 李增花, 左维, 等. 高能物理与核物理, 2006, **55**: 84.)
- [17] JEUKENNE J P, LEJEUNE A, MAHAUX C. Phys Rep, 1976, **25**: 83.
- [18] GRANGE P, LEJEUNE A, MARTZOLFF M, *et al.* Phys Rev C, 1989, **40**: 1040.
- [19] JEUKENNE J P, LEJEUNE A, MAHAUX C. Phys Rep, 1976, **25**: 83.
- [20] ZUO W, LOMBARDO U, SCHULZE H J, *et al.* Phys Rev C, 2006, **74**: 014317.

## Nucleon-nucleon Cross Sections in Isospin Symmetric Nuclear Matter

LIANG Dong<sup>1, 2</sup>, ZUO Wei<sup>1</sup>, DONG Jian-min<sup>1, 2</sup>

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

2. Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

**Abstract:** The nucleon-nucleon cross sections in symmetric nuclear matter were investigated in the framework of the extended Brueckner-Hartree-Fock(BHF) approach with Argonne  $V_{14}$  two body interaction.

**Received date:** 25 Mar. 2001; **Revised date:** 29 Jun. 2011

**Foundation item:** National Natural Science Foundation of China(10875151, 10740420550); Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences(KJXC3-SYW-N2); National Basic Research Program of China(973 Program)(2007CB15004); Chinese Academy of Sciences Visiting Professorship for Senior International Scientists(2009J2-26); CAS/SAFEA International Partnership Program for Creative Research Teams(CXTD-J2005-1)

**Corresponding author:** ZUO Wei, E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

The influences of the ground state correlation and the rearrangement contribution of the three-body force (TBF) on the cross section have been obtained and discussed separately for identical and non-identical nucleon collisions. It is shown that the magnitudes of the cross section are increased by the effects of the ground state correlation in low momentum transfers, and are suppressed in medium with increasing density when the rearrangement contribution of the TBF force is considered.

**Key words:** Brueckner-Hartree-Fock approach; cross section; three-body force; ground state correlation