

# 非对称核物质中同位旋对称势的动量和密度依赖性\*

左维<sup>1,2;1)</sup> 陈继延<sup>2</sup> 李宝安<sup>1</sup> 罗培燕<sup>1</sup> Lombardo U<sup>3</sup>

1 (中国科学院近代物理研究所 兰州 730000)

2 (兰州大学物理学院 兰州 730000)

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

**摘要** 在 Brueckner-Hartree-Fock 理论框架内, 研究了同位旋非对称核物质中质子和中子单粒子势的动量相关性及其随同位旋非对称度的变化, 在此基础上计算了同位旋对称势, 并讨论了三体核力的影响. 结果表明同位旋对称势对于同位旋非对称度的依赖性很弱, 但对于动量和密度均有较强的依赖性. 当密度固定时, 同位旋对称势随动量增加而减小. 尽管三体核力对于质子和中子单粒子势的动量相关性有较大影响, 但对同位旋对称势的影响很小. 还与目前重离子碰撞输运理论模型中所使用的各种参数化的唯象对称势进行了比较.

**关键词** Brueckner-Hartree-Fock 方法 同位旋对称势 动量和密度相关性 三体核力 重离子碰撞

## 1 引言

放射性束物理的主要目的之一是通过放射性重离子反应提取核物质状态方程和性质的同位旋依赖性<sup>[1]</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>[2]</sup>. 最近, 同位旋对称势的动量相关性开始受到关注<sup>[3-7]</sup>. Das 等人利用唯象的 Gogny 核势讨论了非对称核物质中核子平均场的同位旋标量部分和同位旋矢量部分的动量相关性<sup>[3]</sup>. Rizzo 和李宝安等人利用唯象的核势模型研究了不同的动量相关同位旋对称势对丰中子核引起的重离子反应动力学过程的影响<sup>[4, 5]</sup>, 结果表明中能区重离子碰撞中的质子和中子的横向集体流和椭圆流等物理观测量都灵敏地依赖同位旋对称势的动量相关性. 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非对称核物质中同位旋对称势的动量相关性就显得相当重要. 在文献[8]中, 利用同位旋相关的 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 方法, 计算了质子和中子在非对称核物质中感受到的单粒子势场及其动量相关性. 本文中我们

将进一步研究动量相关单粒子势的同位旋和密度依赖关系, 特别是同位旋对称势的动量相关性和密度依赖性, 并讨论三体核力的影响. 结果表明: 尽管三体核力对质子和中子单粒子势的同位旋依赖性及其动量相关性均有较大影响, 但对于同位旋对称势的动量相关性的影响很弱. 另外, 我们还将微观 BHF 的理论预言与唯象核势模型的结果进行了比较.

## 2 理论模型

采用同位旋相关的 BHF 方法计算核物质中质子和中子所感受到的单粒子势场. 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数密度  $\rho$  和同位旋非对称度  $\beta$ , 并满足同位旋相关的 Bethe-Goldstone 方程<sup>[8]</sup>

$$G^{\tau_1 \tau_2}(\rho, \beta; \omega) = v_{\text{NN}} + v_{\text{NN}} \sum_{k_1 k_2} \frac{|k_1 k_2\rangle Q_{\tau_1 \tau_2}(k_1, k_2) \langle k_1 k_2|}{\omega - \varepsilon_{\tau_1}(k_1) - \varepsilon_{\tau_2}(k_2) + i\eta} G^{\tau_1 \tau_2}(\rho, \beta; \omega) \quad (1)$$

其中  $v_{\text{NN}}$  是现实核子-核子相互作用,  $\omega$  是起始能

2004 - 12 - 29 收稿

\* 中国科学院知识创新工程重要方向性项目(KJCX2-SW-N02), 国家重点基础研究发展规划项目(G2000077400), 国家科技部重大前期研究专项基金(2002CCB00200), 国家自然科学基金(10235030, 10175082)和国家自然科学基金委创新群体项目资助

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn

量,  $k \equiv (\mathbf{k}, \sigma)$  表示单核子动量和自旋第 3 分量,  $\tau$  表示同位旋第 3 分量. 同位旋非对称度参数定义为  $\beta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$ , 这里  $\rho_n$ ,  $\rho_p$  和  $\rho$  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. 介质效应通过泡利算子  $Q_{\tau_1\tau_2}(k_1, k_2) = [1 - n_{\tau_1}(k_1)][1 - n_{\tau_2}(k_2)]$  和能量分母中的单粒子能量  $\varepsilon_\tau(k)$  进入  $G$  矩阵. 泡利算子  $Q_{\tau_1\tau_2}(k_1, k_2)$  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.  $n_\tau(k) = \theta(k_F^\tau - k)$  表示零温下费米分布函数. 能量分母中的单粒子能量定义为  $\varepsilon_\tau(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + U_\tau(k)$ , 其中  $U_\tau(k)$  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<sup>[9]</sup>. 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<sup>[10]</sup>. 在计算中, 我们采用了连续选择. 在这种选择下, 辅助势具有 BHF 单粒子平均场的物理意义, 由反对称化  $G$  矩阵的实部通过下列关系给出

$$U_\tau(k) = \sum_{k'\tau'} n_{\tau'}(k') \text{Re}(kk' | G[\varepsilon_\tau(k) + \varepsilon_{\tau'}(k')] | kk')_A. \quad (2)$$

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[11]中论述. 这一微观三体核力模型中的参数(包括介子相互作用常数和动量截断因子)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(本文采用完全的 Argonne  $V_{18}$  势<sup>[12]</sup>作为微观两体现实核力)来确定的, 具体数值已在文献[13]中给出. 因而, 本文计算中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, 通常使用的方法是对第 3 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(详见文献[11]中对这一方法合理性的论述). 这一等效两体核力由下式给出:

$$V_3^{\text{eff}}(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2) = \frac{1}{4} \text{Tr} \sum_n \int d\mathbf{r}_3 d\mathbf{r}'_3 \phi_n^*(\mathbf{r}'_3) \times [1 - \eta(r'_{13})][1 - \eta(r'_{23})] W_3(\mathbf{r}'_1, \mathbf{r}'_2, \mathbf{r}'_3 | \mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \mathbf{r}_3) \times \phi_n(\mathbf{r}_3) [1 - \eta(r_{13})][1 - \eta(r_{23})], \quad (3)$$

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. 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 方程迭代求解过程的每一步, 都必须重新自洽地计算关联函数和等效两体核力  $V_3^{\text{eff}}$ <sup>[13]</sup>. 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 3 个核子间的关联效应. 在 BHF 近似下, 对于具有给定核子数密度和同位旋非对称度的核物质, 通过自洽求解方程 (1), (2) 和 (3), 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所感受到的单粒子势场.

### 3 计算结果及讨论

在非对称核物质中, 质子与中子感受到不同的平均势场<sup>[8]</sup>. 图 1 给出了密度分别为  $\rho = 0.085, 0.17$  和  $0.34 \text{fm}^{-3}$  的核物质中, 当同位旋非对称度分别为  $\beta = 0$ ,

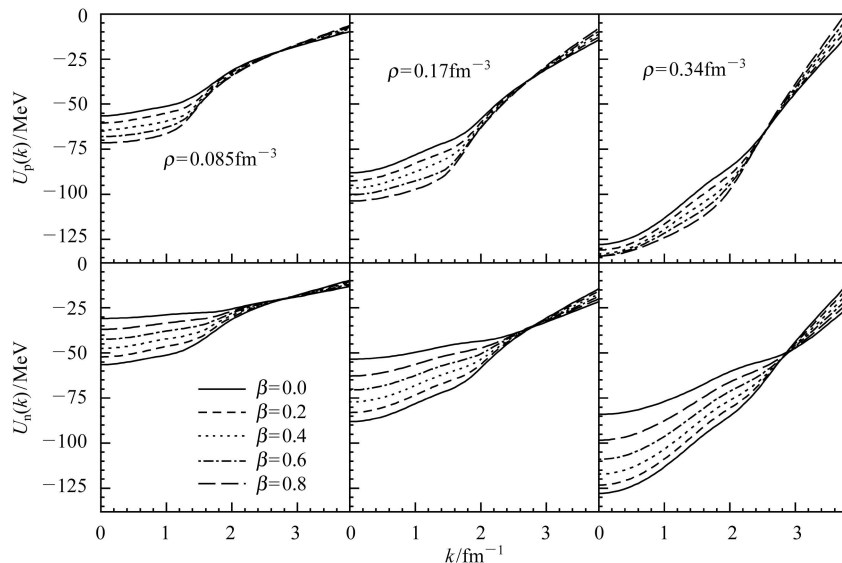


图 1  $\rho = 0.085, 0.17, 0.34 \text{fm}^{-3}$  时, 不同的  $\beta$  下, 非对称核物质中质子和中子平均势场随动量的变化关系

0.2, 0.4, 0.6, 0.8 时, 质子和中子的单粒子势场的动量依赖关系. 从图中可以看出, 随着密度的增大, 质子和中子的单粒子势阱均变深; 随着同位旋非对称度的增大, 质子受到的单粒子势场变深, 而中子的单粒子势阱变浅. 从图中还可以看出, 当动量较低时, 质子感受到的平均势场的吸引力随非对称度增大而增强, 中子受到的平均场的排斥性随非对称度增大而增强. 值得注意的是, 当质子或中子动量足够高 ( $k \approx 2.8\text{fm}^{-1}$ ) 时, 质子和中子平均场的同位旋依赖关系将发生反转, 即随着非对称度的增大, 质子平均场的排斥性增强, 而中子平均场的排斥性减弱. 这一结果反映了两体核子-核子间相互作用的基本性质. 我们已经在文献[8]中指出, 质子和中子单粒子势的同位旋相关性主要是由质子和中子之间同位旋  $T=0$  的  $SD$  张量相互作用所决定的. 随着  $\beta = (\rho_n - \rho_p)/\rho$  的增大, 中子数所占比例增大, 而质子比例减小, 质子受到来自周围中子的  $SD$  张量道相互作用增强, 而中子受到来自周围质子的  $SD$  张量道作用减弱. 根据核子-核子散射相移数据<sup>[14]</sup>, 当核子动量较低时,  ${}^3S_1$  道相互作用具有强吸引力, 而  ${}^3D_1$  道相互作用具有微弱排斥性; 随着核子动量的增大,  ${}^3S_1$  道吸引作用减弱, 而  ${}^3D_1$  道排斥性增强; 当核子动量较高时,  ${}^3S_1$  道相互作用具有微弱吸引力, 而  ${}^3D_1$  道相互作用表现为排斥作用. 当核子动量足够高 ( $k \approx 2.8\text{fm}^{-1}$ ) 时,  ${}^3S_1$  道的吸引作用与  ${}^3D_1$  道的排斥作用相互抵消, 从而导致核子受到的单核子势场在这一动量点处与同位旋非对称度  $\beta$  无关, 也就是说具有不同非对称度  $\beta$  的中子和质子平均势场在动量  $k \approx 2.8\text{fm}^{-1}$  处相交. 由图 1 可见, 相交点  $k \approx 2.8\text{fm}^{-1}$  是由核子-核子相互作用的基本性质所决定的, 因而对核物质密度并不敏感. 这一结果对于质子和中子的有效质量的同位旋依赖性起着至关重要的作用. 核子的有效质量描述核子感受到的平均场的动量相关性的强弱. 核子的有效质量越小, 则其感受到的平均势场的动量相关性就越强. 上述结果意味着随着非对称度的增加, 质子平均场的动量依赖性增强, 而中子平均场的动量依赖性减弱.

在非对称核物质中, 通常定义下述同位旋对称势来描述核子平均场的同位旋矢量部分(即中子和质子平均势场之间的差异)<sup>[3, 5, 6]</sup>:

$$U_{\text{sym}}(\rho, k) = \frac{U_n(\rho, k) - U_p(\rho, k)}{2\beta},$$

图 2 给出了  $\rho = 0.085, 0.17, 0.34\text{fm}^{-3}$  时, 同位旋非对称度参数分别取 0.2, 0.4, 0.6, 0.8 时, 同位旋对称势  $U_{\text{sym}}(\rho, k)$  随动量的变化关系. 由图中可见, 同位旋

对称势具有强的动量和密度依赖性, 而对于同位旋非对称度的依赖性较弱. 在处于经验饱和密度 ( $\rho = 0.17\text{fm}^{-3}$ ) 的核物质中, 当动量  $k=0$  时, 对称势的数值为  $U_{\text{sym}} \approx 25\text{MeV}$ , 与其经验值 22—34MeV<sup>[15]</sup> 符合得相当好. 当动量较低时, 对称势为正, 表明对称势对中子为排斥作用而对质子具有吸引作用, 而且对称势的作用随密度的增大而增强; 但动量足够大时, 对称势对中子的作用变为吸引力, 而对质子的作用变为排斥性. 对于图中 3 个不同的密度, 当动量在 0 到相应的费米动量间变化时, 对称势的动量依赖性较弱; 而当动量较大时, 对称势随动量的增大快速减小, 然后当动量足够高时达到饱和值. 由于在中高能重离子碰撞中最大压缩密度可达到 2—3 倍的核物质饱和密度, 对称势对动量和密度强的依赖性对中能和高能重离子碰撞, 特别是由丰中子核引起的重离子反应动力学过程的理论描述是至关重要的.

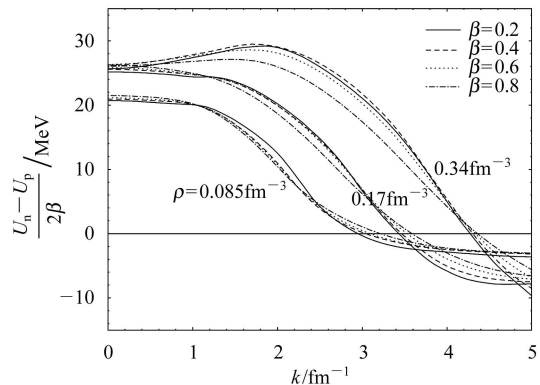


图 2  $\rho = 0.085, 0.17, 0.34\text{fm}^{-3}$  时, 不同的  $\beta$  下同位旋对称势随动量的变化关系  
计算中考虑了三体核力的贡献.

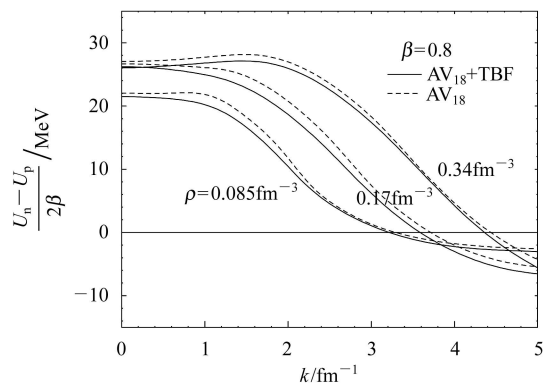


图 3  $\rho = 0.085, 0.17, 0.34\text{fm}^{-3}$  下,  $\beta = 0.8$  时三体核力对同位旋对称势的影响

研究表明<sup>[13]</sup>, 在非相对论微观多体理论框架内, 三体核力对于正确预言经验的核物质饱和点性质是至关重要的, 而且三体核力对单粒子平均势场也有强烈

的影响,因此有必要简单讨论一下三体核力对于对称势的影响.图3给出了在考虑和不考虑三体核力两种情况下,对称势随动量的变化关系.由图中可以看到,三体核力对于对称势特别是对称势的动量依赖性的影响非常小.这主要是因为三体核力对于质子和中子平均势场均贡献一个额外的排斥作用,在对称势中三体核力的排斥作用在很大程度上相互抵消,从而使得对称势及其动量依赖性几乎不受三体核力的影响.

由于目前在重离子碰撞输运模型(BUU)中所采用的对称势是参数化的唯象对称势<sup>[4, 5]</sup>,因而将我们所预言的微观对称势与常用的唯象对称势加以比较和

讨论就显得尤为重要.在图4中显示了利用BHF方法得到的微观对称势与Das等在文献[3]中提出的唯象对称势的比较.由图中看到,微观对称势的密度依赖性和动量依赖性均与各种参数化的唯象对称势有很大区别.当动量较低时,各种不同参数化形式的唯象对称势均表现出过强的动量依赖性.当密度较高时,Gogny参数化形式甚至给出与微观对称势完全相反的密度依赖关系,而且其他3种参数化形式的对称势随密度变化的关系也与微观对称势大相径庭.这表明现存参数化形式的唯象对称势过于简单,在很大程度上不能合理描述对称势的动量和密度依赖性.

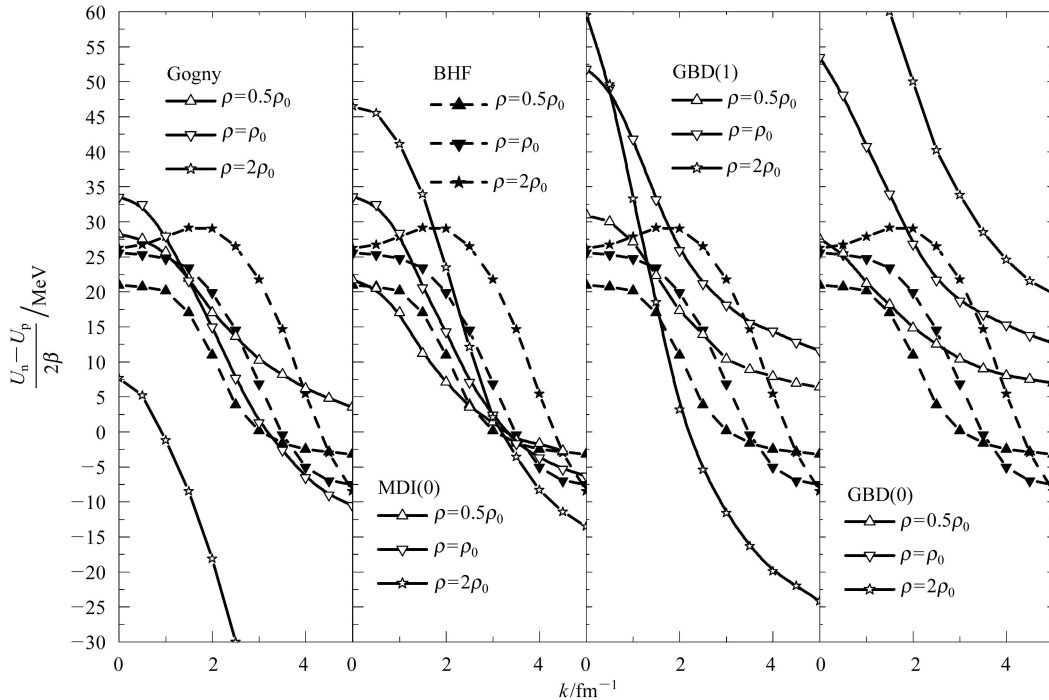


图4  $\rho=0.085, 0.17, 0.34\text{fm}^{-3}$  下,  $\beta=0.4$  时, BHF 方法预言的微观对称势与文献[3]中唯象对称势的比较  
带实心符号的曲线是 BHF 方法预言的结果; 带空心符号的曲线表示文献[3]中唯象对称势; Gogny, MDI(0),  
GBD(0), GBD(1) 分别对应于不同的参数, 详见文献[3].

## 4 总结

利用同位旋相关的 BHF 方法, 在整个同位旋非对称度范围内计算了不同密度下非对称核物质中质子和中子的单粒子势并讨论了其同位旋依赖性, 特别是研究和分析了同位旋对称势的动量和密度依赖性, 并讨论了三体核力的影响. 结果表明: 同位旋对称势几乎与同位旋非对称度无关, 但对于动量和密度均有较强的依赖性, 而且对称势的动量和密度依赖关系相当复杂. 尽管三体核力对于质子和中子单粒子势的动量相关性有较大影响, 但对同位旋对称势的影响很小. 当核子动量范围大致处于  $1.5\text{--}4\text{fm}^{-1}$  之间时, 同位旋对

称势对密度依赖性较强, 且对称势强度随密度增加而增大. 对于固定密度, 在费米动量以下同位旋对称势的动量依赖性较弱; 而当动量较大时, 对称势随动量的增大快速减小, 然后当动量足够高时达到饱和值. 与唯象模型比较表明: BHF 方法所预言的微观对称势的密度和动量依赖性均与常见的各种唯象对称势有很大不同, 特别是当动量较低时, 唯象对称势给出的动量依赖性过强. 因而, 我们的结果较为合理可靠地确定唯象对称势的动量和密度依赖关系, 提供了一定的微观理论限制, 并能够应用于中高能重离子碰撞, 特别是由丰中子核引起的重离子反应动力学的理论描述中.

## 参考文献(References)

- 1 Nazarewicz W, Sherrill B, Tanihata I et al. Nucl. Phys. News, 1996, **6**: 17; Oyamatsu K, Tanihata I, Sugahara Y et al. Nucl. Phys., 1998, **A634**: 3; LI B A, Ko C M, Bauer W. Inter. J. Mod. Phys., 1998, **E7**: 147
- 2 Bertsch G F, Gupta S D. Phys. Rep., 1988, **160**: 189; Aichelin J, Rosenhauer A, Peilert G et al. Phys. Rep., 1991, **202**: 233; Cugnon J, Lejeune A, Grange P. Phys. Rev., 1987, **C35**: 861; Insolia A, Lombardo U, Sandulescu N. Phys. Lett., 1994, **B334**: 12
- 3 Das C B, Gupta S Das, Gale C et al. Phys. Rev., 2003, **C67**: 034611
- 4 Rizzo J, Colonna M, Toro M Di et al. Nucl. Phys., 2004, **A732**: 202
- 5 LI B A, Das C B, Gupta S D et al. Nucl. Phys., 2004, **A735**: 563
- 6 Van Dalen E N E, Fuchs C, Faessler A. Nucl. Phys., 2004, **A744**: 227
- 7 LI B A. Phys. Rev., 2004, **C69**: 064602
- 8 ZUO W, Bombaci I, Lombardo U. Phys. Rev., 1999, **C60**: 024605; ZUO Wei, Lombardo U, LI Zeng-Hua et al. High Ener. Phys. Nucl. Phys., 2002, **26**: 703 (in Chinese) (左维, Lombardo U, 李增花等. 高能物理与核物理, 2002, **26**: 703)
- 9 Jeukenne J P, Lejeune A, Mahaux C. Phys. Rep., 1976, **25**: 83
- 10 Baldo M, Fiasconaro A, SONG H Q et al. Phys. Rev., 2002, **C65**: 017303
- 11 Grange P, Lejeune A, Martzloff M et al. Phys. Rev., 1989, **C40**: 1040
- 12 Wiringa R B, Stoks V G J, Schiavilla R. Phys. Rev., 1995, **C51**: 28
- 13 ZUO Wei, Lejeune A, Lombardo U et al. Nucl. Phys., 2002, **A706**: 418
- 14 Machleidt R. Adv. Nucl. Phys., 1989, **19**: 189
- 15 Lane A M. Nucl. Phys., 1862, **35**: 676

## Momentum and Density Dependence of Isospin Symmetry Potential in Asymmetric Nuclear Matter\*

ZUO Wei<sup>1,2;1)</sup> CHEN Ji-Yan<sup>2</sup> LI Bao-An<sup>1</sup> LUO Pei-Yan<sup>1</sup> Lombardo U<sup>3</sup>

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

2 (School of Physics and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

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

**Abstract** Within the isospin dependent Brueckner-Hartree-Fock framework, the proton and neutron single particle potentials in isospin asymmetric nuclear matter as well as their isospin dependence have been investigated. The symmetry potential is extracted from the proton and neutron single nucleon potentials. The symmetry potential turns out to depend strongly on both momentum and density, while it is almost independent of the isospin asymmetry. The density and momentum dependence of the predicted symmetry potential has been compared with the phenomenological parameterizations adopted in the BUU simulations of the heavy ion collisions induced by neutron-rich nuclei. It is found that the microscopic symmetry potential shows a completely different momentum and density dependence from the phenomenological ones and thus the present results are useful for putting a strict constraint on the phenomenological models for the symmetry potential.

**Key words** Brueckner-Hartree-Fock approach, isospin asymmetry potential, momentum and density dependence, three-body force, heavy ion collision

---

Received 29 December 2004

\*Supported by Knowledge Innovation Project of Chinese Academy of Sciences (KJCX2-SW-N02), Major State Basic Research Development Program (G2000077400), Important Pre-research Project of Chinese Ministry of Science and Technology (2002CCB00200), National Natural Science Foundation of China (10235030, 10175082) and Innovation Group Project of the National Natural Science Foundation of China

1) E-mail: zuowei@impcas.ac.cn