

# 核介质中核子-核子散射截面的 BHF 微观计算\*

蔡延璜 宋宏秋

(中国科学院上海原子核研究所 上海 201800)

U. Lombardo

(INFN Sezione and Dipartimento di Fisica, Catania, Italy 57, Corso Italia, 95129 Catania, Italy)

1995-10-04 收稿

## 摘 要

在 Brueckner-Hartree-Fock (BHF) 框架下, 计算了核介质中核子-核子(N-N) 散射总截面. 计算中, N-N 相互作用势采用 Paris 势的可分离表示, 单粒子谱采用连续选择. 计算结果表明, 质子-质子散射及质子-中子散射的总截面随核密度的增加而强烈地减小, 特别是对低能散射. 对结果作了简单的讨论, 并与已有的一些计算结果进行了比较.

**关键词** 核子-核子散射,  $G$  矩阵元, 核介质.

核介质中 N-N 散射截面与核物理和粒子物理的研究中的许多关键问题都有着密切而直接的关系. 例如, 在重离子碰撞时间演化过程中, 它与平均场一样扮演着十分重要的角色. 原则上, N-N 截面和平均场都应从相同的物理出发点由微观自治计算给出. 当前核介质中 N-N 散射截面的实验数据已相当丰富, 为理论研究提供了可靠的依据和基础<sup>[1]</sup>. A. Faessler 等人首先用非相对论 Brueckner 理论计算了核介质中 N-N 散射总截面. 发现对不同的核密度, 在低能散射区 ( $<150\text{MeV}$ ), 与自由截面相比较核介质中 N-N 截面均有明显的增强, 直至高能区才逐渐接近自由截面值<sup>[2]</sup>. Harr 和 Li 等人<sup>[3,4]</sup> 在 Dirac-Brueckner 框架下也作了同样的计算, 得到了相反的结论, 即随核密度的增加, 核介质中 N-N 散射总截面大大地减小, 在低能区更为明显. 这充分说明了介质效应是相当重要的. Li 在文献[4]中指出, 核介质中 N-N 截面的相对论效应并不重要, 要比诸如泡利阻塞、色散效应等非相对论性效应小得多. 因而对 Faessler 的结果提出质疑. 文献[2, 4]所采用的微观计算方法尚有一个重要的不同之处, 即文献[2]中单粒子势采用 Brueckner 理论的“标准选择”即“能隙选择”<sup>[5]</sup>, 而文献[4]中采用的是“连续选择”<sup>[6]</sup>. 不

\* 国家自然科学基金、上海市自然科学基金及中国科学院理论物理特别支持经费资助.

同的选择将给出不同的单粒子谱,从而最后影响  $G$  矩阵元及  $N-N$  散射截面的大小.为检验单粒子势选择的重要性,本文在非相对论 BHF 框架下采用“连续选择”计算核介质  $N-N$  散射总截面.计算中  $N-N$  相互作用采取可分离的 Paris 势形式,它已被证明是快速而精确计算  $G$  矩阵的行之有效的办法<sup>[7]</sup>.计算结果表明,核介质中  $N-N$  总截面与文献[4]结果相当一致,而与文献[2] Faessler 等人的结果有明显的差别.

核介质中  $N-N$  散射截面可由  $G$  矩阵元给出(下详),后者是 Bethe-Goldstone 方程的解.即

$$G = V + \frac{Q}{e} G, \quad (1)$$

式中  $V$  是裸核子-核子相互作用矩阵元,  $Q$  是泡利算符,它阻止核子散射到已占据的中间态上,  $e = z - \varepsilon_1 - \varepsilon_2$ ,  $z$  是起始能量,  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  是两散射核子的单粒子能量.可分离形式的 Paris 势核子-核子相互作用为<sup>[7,8]</sup>:

$$v_{LL'}^\alpha(q, q') = \sum_{i,j=1}^{N_\alpha} g_{Li}^\alpha(q) \Lambda_{ij}^\alpha g_{L'j}^\alpha(q'), \quad (2)$$

式中  $\alpha \equiv JST$ , 表示给定道的总角动量、自旋和同位旋,  $L$  和  $L'$  为分波的轨道量子数.计算中共计及  ${}^1S_0, {}^3S_1, {}^3D_1, {}^1P_1, {}^3P_0, {}^3P_1, {}^1D_2, {}^3D_2$  和  ${}^3P_2, {}^3F_2$  等 8 个道,  $i, j$  求和至各道的阶数  $N_\alpha$ ,  $g$  为形状因子,  $\Lambda_{ij}^\alpha$  表示相互作用强度.详细说明见文献[7,8].严格说来,展开式(2)应对无限阶  $N_\alpha$  是精确的.但文献[8]已证明当  $N_\alpha$  为有限时,展式(2)仍能很好地描述各种  $N-N$  相互作用原始势.特别是对 Paris 势,展开至少少数几项时,仍能很好地再现原始势的在壳和离壳性质.对应地,反应矩阵  $G$  亦可简化为如下分离分波表示:

$$G_{LL}^\alpha(q, q', P; Z) = \sum_{i,j=1}^{N_\alpha} g_{Li}^\alpha(q) \Gamma_{ij}^\alpha(P; Z) g_{L'j}^\alpha(q'), \quad (3)$$

式中

$$[\Gamma^\alpha(P; Z)]_{ij}^{-1} = (\Lambda^\alpha)_{ij}^{-1} - \gamma_{ij}^\alpha(P; Z), \quad (4)$$

$$\gamma_{ij}^\alpha(P; Z) = \sum_L \int_{q_1}^2 \frac{dq_1}{16\pi^2} \frac{g_{iL}^\alpha(q_1) g_{jL}^\alpha(q_1) Q(q_1; P)}{e(q_1, P; Z)}. \quad (5)$$

其中  $Q$  是泡利算符对于两散射核子相对动量  $q_1 = k_1 - k_2$  与总动量  $P = \frac{1}{2}(k_1 + k_2)$  之间的夹角的平均值.显式为:

$$Q(q; P) = \begin{cases} 0, & q \leq \left(k_F^2 - \frac{1}{4} P^2\right)^{1/2} \\ 1, & q \geq k_F + \frac{1}{2} P \\ \left(q^2 + \frac{1}{4} P^2 - k_F^2\right) / q / P, & \text{其它情况} \end{cases} \quad (6)$$

式中  $k_F$  为费米动量, (4) 式中上标 -1 表示逆矩阵.

选取质心系计算  $G$  矩阵元, 即令两核子的总动量  $P=0$ . 式(5)  $\gamma$  的计算式中有奇点存在, 采用主值积分. 核介质中的 N-N 散射微分截面由下式给出:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \sum_{S_z S'_z} |T_{S_z S'_z}^S(\theta)|^2, \quad (7a)$$

或

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{4} \frac{m^2}{4\pi^2 \hbar^4} \sum_{SS'_z} |T_{S_z S'_z}^S(\theta) + (-1)^S T_{S_z S'_z}^S(\pi - \theta)|^2. \quad (7b)$$

(7a) 与 (7b) 式分别适用于异种核子 n-p (或 p-n) 散射或同种核子 p-p (或 n-n) 散射. 式中  $T_{S_z S'_z}^S$  可表示为:

$$T_{S_z S'_z}^S(\theta) = \sum_{JL'L'} \sqrt{\frac{2L+1}{4\pi}} Y_{LS_z - S'_z}(\theta, 0) C_{SS_z L_0}^{J S_z} C_{SS'_z LS_z - S'_z}^{J S_z} \times G_{LL'}^{S J}(q, q', 0; Z). \quad (8)$$

式中  $C_{SS_z L_0}^{J S_z}$  等为 Clabsch-Gordan 系数,  $Y$  为球谐函数,  $G$  即为公式(3)中那些可以取总同位旋  $T=1$  (同种核子散射) 或  $T=0, 1$  (异种核子散射) 的  $G$  矩阵元. N-N 散射总截面可以由(7a)和(7b)式对角度积分得到. 公式(7a)和(8)中的  $\theta$  为核子“对”散射前后相对动量  $q$  与  $q'$  之间的夹角.

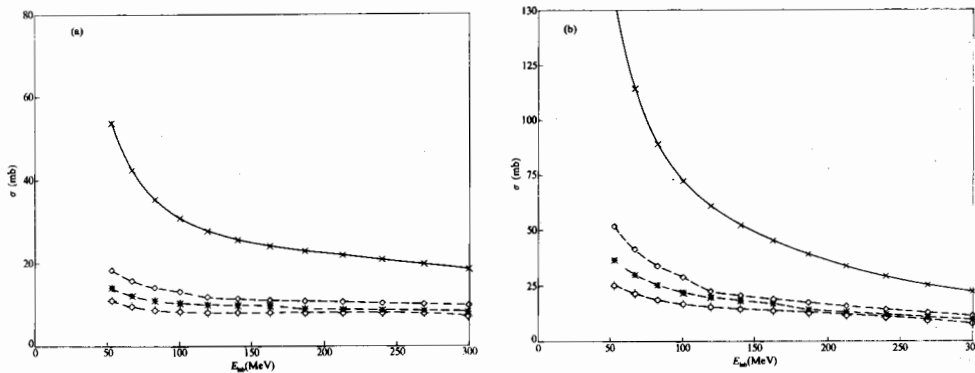


图 1 核介质中核子-核子散射总截面随入射能量的变化

(a) p-p 散射; (b) p-n 散射.

×、◇、\* 及 ⊙ 表示的不同曲线分别对应于核密度为 0,  $0.6\rho_0$ ,  $\rho_0$  和  $2\rho_0$  的结果.  $\rho_0$  为核饱和密度.

图 1 给出在不同核密度下 p-p 或 n-p 散射总截面随实验室入射能量  $E_{lab}$  的变化. 此时  $E_{lab} = 2E$ ,  $E$  为散射核子的相对能量, 另一核子被视为是静止的. 由图可知, 计算结果与 Li 在文献[4]中给出的结果相当符合, 与实验数据也可比拟<sup>[1]</sup>. 但与文献[2]的结果有明显的差异. 图 1 表明, 随核密度的增加, N-N 总截面强烈减小, 在低能处尤为明显. 因此, 核介质中 N-N 散射截面的密度依赖是相当重要的. 必须指出的是文献[2,4]以及本文的微观计算中, 都已经考虑了泡利及色散效应. 它们是 N-N 散射介质效应的

主要来源。但文献[2]的结果与文献[4]及我们的计算结果仍有很大的差异。究其原因，由于相对论效应相对地比较小，我们认为主要是由于单粒子势的不同选择方法所致。文献[2]中采用的是“能隙选择”。众所周知，按照 BHF 理论，单粒子势采用“能隙选择”虽然能计及所有有效两体关联效应，但不能正确给出核物质的唯象结合能及饱和密度等性质<sup>[5,9]</sup>，因此考虑三体关联是必要的。而单粒子势的“连续选择”方案，至少可计及部分三体效应，并且能给出非常接近于核物质唯象结合能等性质<sup>[10]</sup>。由于结合能的大小决定于  $G$  矩阵元的大小，而“连续选择”下核物质结合能约为  $-16\text{MeV}$ ，远比“能隙选择”下给出的相应值(约为  $-11\text{MeV}$ )小；因而“连续选择”方案下给出的  $G$  矩阵元数值也较小，从而核介质中的  $N-N$  截面也远比“能隙选择”下的对应值小。这就是为什么文献[4]与我们的结果如此相近，而与文献[2]的结果相差颇为明显的根本原因。在“连续选择”方案下，在整个动量空间(不论  $q > k_F$  或  $q \leq k_F$ )，单粒子势(因而平均场)及  $G$  矩阵元都是自洽求解方程(1)得出，因而  $G$  矩阵元更具有精确性。对此，“能隙选择”无能为力，它必须令动量  $q > k_F$  时的单粒子势为零。采用“连续选择”的诱人之处就在于它能够基于同一物理出发点，自洽地给出核物质的结合能、平均场、动量分布、谱函数以及核介质中  $N-N$  散射截面等物理量<sup>[10]</sup>。

在 BHF 框架下，采用“连续选择”的单粒子势及可分离表示 Paris 势的  $N-N$  相互作用，微观自洽计算了  $N-N$  散射总截面。结果表明，核介质中  $N-N$  散射总截面对核介质密度及散射核子的能量依赖关系都是十分强烈的。由于中高能重离子碰撞过程中可以产生致密甚至热的核物质，所以用相当成功的 Boltzmann-Uehling-Uhlenbeck (BUU) 及量子分子动力学(QMD)等动力学模型来描述重离子反应的演化过程时，对这些模型中所涉及的  $N-N$  散射截面必须加以适当而小心地处理，特别是它们对于核介质密度及  $N-N$  散射能量的依赖关系。以自由  $N-N$  截面代替核介质中的  $N-N$  散射截面，将招致理论计算结果的不可信性。

### 参 考 文 献

- [1] C. Lechanoiné-Leluc, F. Lehar, *Rev. Mod. Phys.*, **65**(1993)47.
- [2] T. Faessler, *Nucl. Phys.*, **A495**(1989)103c; A. Bohnet, N. Ohtsuka *et al.*, *Nucl. Phys.*, **A494**(1989)349.
- [3] B. ter Haar, R. Malfliet, *Phys. Rev.*, **C36**(1987)1611.
- [4] G. Q. Li, R. Machleidt, *Phys. Rev.*, **C48**(1993)1702.
- [5] B. D. Day, R. B. Wiringa, *Phys. Rev.*, **C92**(1985)1057; B. D. Day, *Nucl. Phys.*, **A328**(1979)1.
- [6] J. P. Jeukenne, A. Lejeune, C. Mahaux, *Phys. Rep.*, **C25**(1976)83; P. Grange, A. Lejeune, *Nucl. Phys.*, **A327**(1979)327.
- [7] M. Baldo, I. Bombaci *et al.*, *Phys. Lett.*, **B209**(1988)135; I. Bombaci, U. Lombardo, *Phys. Rev.*, **C44**(1991)1892.
- [8] J. Haidenbauer Plessas, *Phys. Rev.*, **C30**(1984)1822; **C32**(1985)1424.
- [9] M. Baldo, I. Bombaci *et al.*, *Phys. Rev.*, **C43**(1991)2605.
- [10] M. Baldo, I. Bombaci *et al.*, *Phys. Rev.*, **C41**(1990)1748; C. Mahaux, R. Sartor, in *Nuclear Matter and Heavy-Ion Collisions*, edited by H. Flocard, M. Soyeur (Plenum, New York, 1990).

## Microscopic Calculation of Nucleon-Nucleon Cross Section in Nuclear Medium Within BHF Approach

Cai Yanhuang Song Hongqiu

*(Institute of Nuclear Research, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)*

U. Lombardo

*(INFN Sezione and Dipartimento di Fisica, Catania, Italy)*

*57, Corso Italia, 95129 Catania, Italy)*

Received 4 October 1995

### Abstract

Within the framework of Brueckner-Hartree-Fock (BHF) method, the total inmedium N-N cross section is calculated. A separable Paris potential for the N-N interaction and a continuous choice for the single particle spectrum are used. It is found that the in-medium cross section is strongly modified with increasing nuclear density, in particular at low energy. Some discussions and comparisons are also given.

**Key words** nucleon-nucleon scattering,  $G$ -matrix, nuclear medium.