

核子与镜象核 ^3H 和 ^3He 弹性散射中 电荷对称破坏效应*

宋桂莲 王景聚 杨景奎

(哈尔滨师范大学物理系 哈尔滨 150080)

摘要 采用微观的动量空间光学势及 R. Crespo 和 J.A. Tostevin 建议的处理动量空间库仑作用的方法, 计算了 500MeV 的核子与镜象核 ^3H 和 ^3He 弹性散射微分截面, 截面比 r_1, r_2 和超比 R . 理论计算结果 r_1, r_2 和 R 均不等于 1, 显示出由于 p -核库仑作用直接引起的电荷对称破坏效应.

关键词 电荷对称破坏 动量空间 库仑作用

1 引言

核力的重要性质之一是电荷无关性, 这一性质与同位旋空间的对称性, 也就是在强相互作用下同位旋空间的转动不变性相联系. 同位旋不变意味着当同位旋空间转动时系统的哈密顿 H 不变, 哈密顿 H 是同位旋标量. 电荷无关的结果是系统的哈密顿 H 与总同位旋 T 对易, $[H, T] = [H, T^2] = 0$. 对于核子之间的相互作用, 同位旋不变, 等效于电荷无关. 两个核子体系, 不论是 np , pp 或是 nn , 只要处于同一状态, 它们的核力作用都是相等的, 与它们的电荷状态无关. 实际上, 由于库仑力的存在以及 n, p 质量差, 核力的电荷无关性仅是近似成立的.

核力电荷无关的一种特殊情况是电荷对称性. 它仅包括同位旋空间中通过 π 的一个转动或者是当 Z 轴为电荷轴 T_3 时, 一个相对于 X - Y 平面的反射变换 $\hat{R}_{CS} = \exp(i\pi T_y)$. 这一变换相当于将系统中所有组成成分的同位旋第三分量的符号改变 (例如 $n \rightarrow p, p \rightarrow n$), 并且在变换 \hat{R}_{CS} 下, 系统具有不变性, 系统的所有观测量不受影响. 对于两个镜象核 (N_1, Z_1) 和 (N_2, Z_2), $N_1 = Z_2, N_2 = Z_1$, 如果忽略电磁相互作用, 它们应具有完全相同的性质; 对于 nn 对和 pp 对的强相互作用应当是完全相等的. 我们已经知道电荷无关性仅是近似成立的, 因此也可以怀疑电荷对称并不严格成立. 研究一对镜象核结构的差异, 看是否能完全由库仑作用来解释, 是判断核力是否严格电荷对称的一种方法. 通过带电粒子对镜象核的弹性散射, 形成截面比率, 可以排除某些实验上的不确定因素, 也是检验电荷对称的一

1998-04-21收稿, 1998-09-04收修改稿

* 黑龙江省自然科学基金资助

种有效方法. 例如 π^\pm 与镜象核 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 弹性散射, 如果电荷对称严格成立, 则截面比和超比都等于 1.

$$r_1 = \frac{d\sigma/d\Omega(\pi^+ - {}^3\text{H})}{d\sigma/d\Omega(\pi^- - {}^3\text{He})} \equiv 1, \quad (1)$$

$$r_2 = \frac{d\sigma/d\Omega(\pi^- - {}^3\text{H})}{d\sigma/d\Omega(\pi^+ - {}^3\text{He})} \equiv 1, \quad (2)$$

$$R = r_1 \times r_2 \equiv 1. \quad (3)$$

实验^[1,2]和理论^[3-5]的研究都显示 r_1, r_2 和 R 都与 1 有较大偏差, 从而证明了强相互作用下电荷对称破坏 (CSB) 效应. 引起电荷对称破坏的原因是 π^\pm -核之间的库仑作用, n 和 p 质量差, ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 质量差以及 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 核的结构上的差异. 结构上的差异表现为 ${}^3\text{H}$ 核中和 ${}^3\text{He}$ 核中的 n 和 p 有不同的半径:

$$r_n({}^3\text{H}) - r_p({}^3\text{He}) = -0.030 + 0.008\text{fm}, \quad (4)$$

$$r_n({}^3\text{He}) - r_p({}^3\text{H}) = 0.035 + 0.007\text{fm}. \quad (5)$$

Mefford 和 Landau^[6]进一步从理论上研究了核子在镜象核 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 上的弹性散射, 他们采用动量空间光学势, 对 p-核之间的库仑作用应用 C.M. Vicent 和 S.C. Phatak^[7]提出的处理动量空间库仑作用的方法, 并考虑了 ${}^3\text{H}$ 和 ${}^3\text{He}$ 核的结构上的差异, 计算了 $p^3\text{H}, n^3\text{He}, n^3\text{H}$ 和 $p^3\text{He}$ 4 个道的微分散射截面及其比率:

$$r_1 = \frac{d\sigma/d\Omega(p - {}^3\text{H})}{d\sigma/d\Omega(n - {}^3\text{He})}, \quad (6)$$

$$r_2 = \frac{d\sigma/d\Omega(n - {}^3\text{H})}{d\sigma/d\Omega(p - {}^3\text{He})}, \quad (7)$$

$$R = r_1 \times r_2. \quad (8)$$

理论计算结果 r_1, r_2 及 R 都不等于 1, 显示出由于库仑作用和核结构引起的电荷对称破坏效应. 但是由于他们应用的由 C.M. Vincent 和 S.C. Phatak 所提出的处理动量空间库仑作用的方法 (以下简称 V-P 方法) 的局限性 (这一点我们在参考文献 [8] 中已经指出), 使质子散射截面在 $\theta > 90^\circ$ 区域产生较大振荡, 导致该区域的计算结果失去真实性和可靠性. 因而只能给出在 $\theta < 90^\circ$ 区域内的 CSB 行为.

为了克服 V-P 方法的局限性, 本文应用我们在参考文献 [9] 中所研究过的由 R. Crespo 和 J.A. Tstervin^[10]提出的处理动量空间库仑作用的方法, 简称为 R-J 方法, 着重于显示 $\theta > 90^\circ$ 区域的电荷对称破坏效应.

2 理论计算

理论计算是建立在参考文献 [11] 的框架基础之上, 对动量空间 p-核库仑作用的处理应用 R-J 方法. 动量空间核子与核³H和³He 弹性散射的总的相互作用势为:

$$V = V_N + V_C \quad (9)$$

式中满足转动不变, 宇称守恒和时间反演不变的, 描写 N-³He(³H) 弹性散射, 动量空间光学势 V_N 为^[12]:

$$\begin{aligned} V_N(\mathbf{k}', \mathbf{k}; E) \approx N \{ & (t_{a+b}^{Nn} + t_e^{Nn} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{n}) \rho_m^n(q) + [t_{a-b}^{Nn} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{n} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{n} + t_e^{Nn} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{n} + \\ & t_{c+d}^{Nn} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{m} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{m} + t_{c-d}^{Nn} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{l} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{l} + t_{c+d}^{Nn} (\boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{m} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{l} + \\ & \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{l} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{m})] \rho_{sp}^n(q) \} + \\ & Z \{ (t_{a+b}^{Np} + t_e^{Np} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{n}) \rho_{mt}^n(q) + [t_{a-b}^{Np} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{n} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{n} + t_e^{Np} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{n} + \\ & t_{c+d}^{Np} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{m} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{m} + t_{c-d}^{Np} \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{l} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{l} + t_{c+d}^{Np} (\boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{m} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{l} + \\ & \boldsymbol{\sigma}^N \cdot \hat{l} \boldsymbol{\sigma}^A \cdot \hat{m})] \rho_{sp}^n(q) \}. \end{aligned} \quad (10)$$

(10) 式中, 上角标 N 和 A 分别代表入射核子和靶核. \mathbf{k} 和 \mathbf{k}' 是入射核子和散射核子在 N-³He(³H) 动量中心系的动量, q 是动量转移.

$$\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}, \quad q^2 = k^2 + k'^2 - 2kk' \cos \theta_{kk'}. \quad (11)$$

单位矢量 \hat{n} , \hat{l} 和 \hat{m} 是:

$$\hat{n} = \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} \times \mathbf{k}'|}, \quad \hat{m} = \frac{\mathbf{k} - \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|}, \quad \hat{l} = \frac{\mathbf{k} + \mathbf{k}'}{|\mathbf{k} + \mathbf{k}'|}, \quad (12)$$

(10) 式中 t_{a+b}, \dots 是高能壳核子-核子相互作用 T 矩阵 (简称 NNT 矩阵) 的各部分. 对于两个自旋是 $\frac{1}{2}$ 的粒子 (NN 或 NA) 的弹性散射, 满足转动不变, 宇称守恒, 时间反演不变和广义泡利原理的散射振幅 T 的最一般形式为:

$$\begin{aligned} T = & \frac{1}{2} [(a+b) + (a-b) \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{n} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{n} + (c+d) \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{m} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{m} + (c+d) \boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{l} \boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \hat{l} + \\ & e(\boldsymbol{\sigma}_N + \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{n} + f(\boldsymbol{\sigma}_N - \boldsymbol{\sigma}_2) \cdot \hat{n}], \end{aligned} \quad (13)$$

对于 NN 系统, 没有 f 项. (13) 式中 NNT 矩阵的各部分 a, b, c, \dots, e 由 NN 相移的实验值计算出来. 通过 a, b, c, \dots, e 的线性组合得到 t_{a+b}, t_{a-b}, \dots ^[13].

(10) 式中 ρ 是描述³He(³H) 核内中子和质子的物质和自旋分布的形状因子. 如果忽略介子交换流, 并移出有限质子的大小, 则有

$$\rho_{mt}^p(q) = F_{ch}({}^3\text{He})/f_{ch}^p, \quad \rho_{mt}^n(q) = F_{ch}({}^3\text{H})/f_{ch}^p, \quad (14)$$

$$\rho_{sp}^n(q) = [\mu_p^2 F_m({}^3\text{H}) - \mu_n^2 F_m({}^3\text{He})]/[f_{ch}^p(\mu_p^2 - \mu_n^2)], \quad (15)$$

$$\rho_{\text{sp}}^{\text{p}}(q) = \mu_{\text{p}}\mu_{\text{n}}[F_{\text{m}}(^3\text{H}) - F_{\text{m}}(^3\text{He})]/[2f_{\text{ch}}^{\text{p}}(\mu_{\text{p}}^2 - \mu_{\text{n}}^2)]. \quad (16)$$

这里, f_{ch}^{p} 是单元质子的电荷形状因子, $\mu_{\text{p,n}}$ 是核子的磁矩 $F_{\text{ch,m}}(^3\text{He})$ 、 $F_{\text{ch,m}}(^3\text{H})$ 分别是 ^3He 和 ^3H 的电、磁形状因子, 其具体形式和取值参见文献 [13]—[15].

(9)式中的库仑作用势:

$$V_{\text{C}} = V_{\text{C},R_{\text{cut}}}(q) = \frac{Ze^2}{2\pi^2q^2} [\rho(q) - \cos(qR_{\text{cut}})], \quad (17)$$

$$V_{\text{C},R_{\text{cut}}}^{\text{pt}}(q) = \frac{Ze^2}{2\pi^2q^2} [1 - \cos(qR_{\text{cut}})]. \quad (18)$$

(17)式是 V-P 方法中的库仑截断势, R_{cut} 是所选取的截断半径. (18)式是截断的点库仑势. $\rho(q)$ 是基态核电荷密度的 Fourier 变换.

库仑修正后的核相移分为两部分:

$$\delta_{L\pm}(N) = \delta_{L\pm}(V_{\text{N}} + V_{\text{C},R_{\text{cut}}}) - \delta_{L\pm}(V_{\text{C},R_{\text{cut}}}^{\text{pt}}), \quad (19)$$

其中第一项是由纯核势加截断的库仑势 ($V_{\text{N}} + V_{\text{C},R_{\text{cut}}}$) 所计算的相移, 也就是 V-P 方法中的库仑修正的核相移; 第二项是由截断点库仑势 $V_{\text{C},R_{\text{cut}}}^{\text{pt}}$ 所计算的相移, 这里 $L\pm$ 说明轨道角动量和总角动量 $J = L \pm \frac{1}{2}$.

由相移所计算的分波转换振幅为:

$$T_{L\pm}(N) = \frac{\{\exp[2i\delta_{L\pm}(N)] - 1\}}{2i}, \quad (20)$$

或

$$T_{L\pm}(N) = \frac{T_{L\pm}(V_{\text{N}} + V_{\text{C},R_{\text{cut}}}) - T_{L\pm}(V_{\text{C},R_{\text{cut}}}^{\text{pt}})}{2iT_{L\pm}(V_{\text{C},R_{\text{cut}}}^{\text{pt}}) + 1}. \quad (21)$$

由分波转换振幅进一步计算出微分散射截面, 及截面比. 为了突出处理动量空间库仑作用的 R-J 方法对计算结果的影响, 特别是对 $\theta > 90^\circ$ 区域的电荷对称破坏效应的影响, 我们在理论计算中只考虑了 p-核库仑作用对 CSB 的贡献. 我们将原来在文献 [8] 中所使用的计算程序 Lpotp^[16]进行了修正, 计算中所选取的 R_{cut} 为 7fm.

3 结果与讨论

对 500MeV 的核子来自镜象核 ^3H 和 ^3He 的弹性散射, 计算了 p- ^3H 、n- ^3He 、n- ^3H 和 p- ^3He 4 个道的微分截面以及 p- ^3H 与 n- ^3He 、n- ^3H 与 p- ^3He 的截面比 r_1 、 r_2 及超比 R . 其结果分别显示在图 1—3 中, 并且均为 0° — 180° 全角区域的结果.

图 1 给出了 4 个道的微分散射截面, 由图可见在 0° — 120° 的区域内除 p-核散射有朝前峰之外, 4 种情况的微分散射截面几乎相等, 这是因为电荷对称近似成立, 库仑作用仅在小角有较大的影响. 在 $\theta > 120^\circ$ 的区域内 p- ^3H 、p- ^3He 的截面有振荡, 其原因之一是由于

核散射截面已经降落到可以和库仑散射截面相比较的量级, 库仑与核的干涉效应所致; 但主要是由于动量空间库仑作用处理方法的局限性导致数值计算的不稳定性所致, 并且角度越大数值计算越不稳定, 正如我们在文献 [8]、[9] 中所讨论的. 也正如我们在文献 [8]、[9] 中所指出的, 由于 R-J 方法的应用范围较 V-P 方法更宽广, 因而振荡不是出现在 $\theta > 90^\circ$ 的全部范围, 而仅仅是在 $\theta > 120^\circ$ 的区域内.

图 2 显示截面比 r_1 和 r_2 由图可见在 $\theta = 40^\circ$ 附近, 直到 60° 处 r_1 和 r_2 与 1 的偏离稍大, 除此之外在 120° 范围内基本上较为平坦, 与 1 接近, 在 $\theta > 120^\circ$ 区域出现振荡. 图 3 显示超比 R , 在 $40^\circ - 60^\circ$ 区域与 1 稍有偏离, 在 $\theta > 120^\circ$ 区域出现振荡, 其余区域与 1 接近. 截面比 r_1 和 r_2 以及超比 R 在 $\theta > 120^\circ$ 区域出现振荡的原因除了由于库仑与核干涉作用外, 主要是数值计算的不稳定性所引起的. 因此该区域的计算结果失去真实性和可靠性. 而 V-P 方法在整个后半区都显示激烈振荡, 见参考文献 [6].

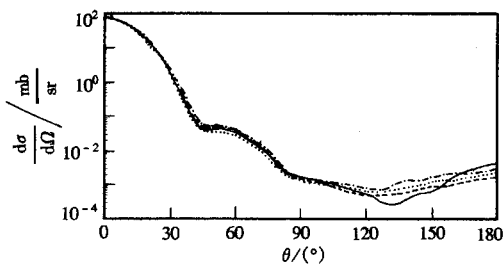


图 1 500MeV 质子和中子被 ^3H 和 ^3He 散射的微分截面

--- n-H, n-He, - · - p-H, —— p-He.

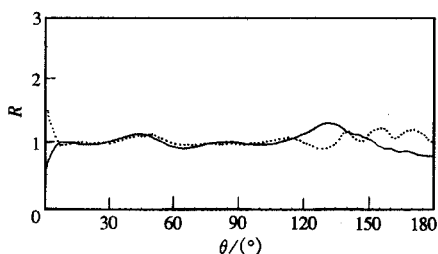


图 2 截面比 r_1 和 r_2

--- r_1 , —— r_2

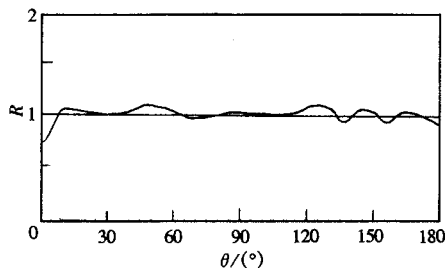


图 3 超比 R

由上述结果我们可以得出结论: 动量空间库仑作用的处理, 采用不同方法时, 其计算的结果在 $\theta < 90^\circ$ 的区域基本是一致的. 表现在所计算的微分散射截面, 截面比和超比随角度的变化情况很接近; 由质子与核之间的库仑作用直接引起的电荷对称破坏主要在 $40^\circ - 60^\circ$ 区域比较明显; 并且单纯的库仑作用所引起的 CSB 效应是比较小的. 这与文献 [6] 的结论基本相同.

R-J 方法较 V-P 方法的不同之处主要是在后半区域, 当然不是全部后半区域, 仅是在 $90^\circ - 120^\circ$ 区域内计算结果较 V-P 方法稳定和可靠. 超出了这个区域也出现振荡. 这是由于 R-J 方法中所计算的相移 $\delta_{L\pm}(N)$ 是 V-P 方法中的相移 $\delta_{L\pm}(V_N + V_{C,R_{\text{cut}}})$ 与截断的点库仑势计算的相移 $\delta_{L\pm}(V_{C,R_{\text{cut}}})$ 之差. 这使得 R-J 方法中的相移随分波数增加的收敛速度较快, 因而使得 R-J 方法的应用范围较 V-P 方法更宽, 只要适当的选取 R_{cut} , 便可使得 120° 之内的计算结果稳定可靠. 如果超出 120° , 则由于库仑-核干涉效应和数值计算的不稳定性将导致振荡产生, 并且越是大角度区域, 由数值计算的不稳定性引起的振荡越明

显. 而 V-P 方法仅在 90° 之内才是可靠的. 也就是说在 90° — 120° 区域内, 若仅考虑库仑作用的影响, 由 R-J 方法和 V-P 方法所得到的理论计算的电荷对称破坏效应是不同的. 若再将核结构效应, n 和 p 的质量差, ^3H 和 ^3He 质量差等因素包括进去, 则理论上所预言的全角区域 CSB 行为则将有可能通过实验进一步检验.

参 考 文 献

- 1 Nefkens B M K, Briscoe W J, Eichon A D et al. Phys. Rev. Lett., 1984, **52**:738
- 2 Pillai C, Barlow D B, Berman B L et al. Phys. Lett., 1988, **B207**:389
- 3 Kim K Y, Kim Y E, Landau R H. Phys. Rev., 1987, **C36**:2155
- 4 Kim K Y, Krell M, Tiator L. Phys. Lett., 1986, **B172**:287
- 5 Gibbs W R, Gibson B F. Phys. Rev., 1991, **C43**:1012
- 6 Mefford T, Landau R H. Phys. Rev., 1995, **C52**:1212
- 7 Vincent C M, Phatak S C. Phys. Rev., 1974, **C10**:319
- 8 Song Guilian, Sun Taiyi, Wang Xiping. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1993, **17**:763
(宋桂莲, 孙太怡, 王希平. 高能物理与核物理, 1993, **17**:763)
- 9 Yang Jingkui, Xu Yinfu, Song Guilian. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:350
(杨景奎, 徐茵富, 宋桂莲. 高能物理与核物理, 1996, **20**:350)
- 10 Crespo R, Tostevin J A. Phys. Rev., 1990, **C41**:2615
- 11 Lu D, Mefford T, Landau R H et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:3037
- 12 Landau R H, Sagen M He G. Phys. Rev., 1990, **C41**:50
- 13 Paez M J, Landau R H. Phys. Rev., 1984, **C29**:2267
- 14 Mearthy J S, Sick I, Whitley P R. Phys. Rev., 1977, **C15**:1596
- 15 Hadjimichael E, Goulard B, Bournais R. Phys. Rev., 1983, **C27**:831
- 16 Landau R H. Computer. Phys. Commun., 1982, **28**:109

Charge Symmetry Breaking Effects in Elastic Nucleon Scattering From the ^3H and ^3He Mirror Nuclei *

Song Guilian Wang Jingju Yang Jingkui

(Department of Physics, Harbin Normal University, Harbin 150080)

Abstract Using a microscopic momentum space optical potential and the method for treating the Coulomb force, which is propose by R.Crespo and J.A.Tostevin, we calculated the differential cross section of elastic nucleon scattering from the ^3H and ^3He mirror nuclei at 500MeV and the ratio of cross sections. The charge symmetry breaking effects due to the Coulomb force between the proton and nuclei are shown.

Key words CSB, momentum space, coulomb force

Received 21 April 1998

* Supported by the Natural Science Foundation of Heilongjiang Province