

## 高能质子在原子核上散射的 自旋打翻效应\*

李扬国 刘宪辉

(中国科学院高能物理研究所)

近几年来,由于有了较好的中能加速器和精细的探测技术,做出了一些实验,向人们展示了高能粒子在原子核上散射的一些有趣的新现象<sup>[1]</sup>. 特别是高能质子在<sup>4</sup>He核上的弹性散射,新的实验结果在角分布的第一极小处(又称第一个谷)与旧的实验不一致. 新的实验的谷比旧的实验要浅得多. 值得注意的是在通常的多重散射理论中,用的核子-核子散射振幅常常忽略去自旋依赖项,即取

$$f_{NN}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{4\pi} \sigma(1 - i\rho)e^{-\delta^2 q^2/2}, \quad (1)$$

其中 $\sigma$ 为核子-核子散射总截面, $\rho$ 为振幅的实部与虚部之比值. 它大体上能够解释旧的实验角分布数据. 但要解释新的实验便遇到困难. 那么新的实验结果说明了什么问题呢? 人们有一些猜测. 这里值得指出的是,核子-核子散射振幅自旋依赖项对散射可能有重要影响. 但是,二体散射振幅自旋项对在原子核上多次散射的影响,在过去往往被人们认为贡献小而忽略去. 很少有人认真考虑. Lambert 和 Feshbach<sup>[2]</sup>曾采用道耦合方程的办法考虑二次碰撞项的自旋效应,显示了自旋效应的重要性. 高能质子在<sup>4</sup>He核上散射的新实验,使我们重视自旋项对散射的影响.

本文把我们曾经用于处理原子核多体散射问题的 Glauber 近似下的分离变数法<sup>[3]</sup>,推广到二体散射振幅包含靶核核子自旋打翻项的情况,这时二体散射振幅应为

$$f_{NN}(\mathbf{q}) = A_{NN}(\mathbf{q}) + C_{NN}(\mathbf{q})\sigma_i \cdot \mathbf{n}, \quad (2)$$

其中 $\mathbf{n} = \mathbf{k}_i \times \mathbf{q}$ ;  $\sigma_i$ 为靶核中被碰撞的第 $i$ 个核子的自旋算符; $\mathbf{q}$ 为动量传递; $A_{NN}(\mathbf{q})$ 取(1)式的形式:

$$C_{NN}(\mathbf{q}) = \frac{iD\sigma}{8\pi m} (i + \rho_c)e^{-\delta^2 q^2/2}. \quad (2.1)$$

上式中 $m$ 为核子质量; $D$ 为常数,它给出自旋打翻项强度.(2.1)式中参数都由核子-核子散射实验确定. 把(2)式代入 Glauber 理论的散射振幅中,得

$$F_{fi}(\mathbf{q}) = \frac{ik}{2\pi} \int e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{b}} \langle f | \Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{S}_1, \dots, \mathbf{S}_A) | i \rangle d^2\mathbf{b}, \quad (3)$$

$$\Gamma(\mathbf{b}, \mathbf{S}_1, \dots, \mathbf{S}_A) = 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_i(\mathbf{b} - \mathbf{S}_i)], \quad (3.1)$$

\* 1976年7月16日收到.

$$\Gamma(\mathbf{b} - \mathbf{S}_j) = \frac{1}{2\pi i k} \int e^{i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{b} - \mathbf{s}_j)} f_{NN_j}(\mathbf{q}) d^{(2)}\mathbf{q}. \quad (3.2)$$

由于  $f_{NN_j}(\mathbf{q})$  包含自旋打翻项, 这时散射振幅的高次(二次以上)碰撞项一般是很难处理的. 但是, 我们发现, 对原子核的初态和末态总自旋为零时, 即  $S_i = S_f = 0$ , 仍然可以用文献 [3] 中分离变数的方法得出高次散射项的振幅. 这是由于这一类的核态, 对于自旋打翻项要成对出现, 即同时要改变两个核子的自旋态才能保持  $S = 0$ , 而且由于

$$\begin{aligned} & \langle \chi_{s_m_s}(12) | (\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \mathbf{n}_1)(\boldsymbol{\sigma}_2 \cdot \mathbf{n}_2) | \chi_{s_m_s}(12) \rangle \\ &= \langle \chi_{s_m_s}(12) | \frac{1}{3} (\mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2)(\boldsymbol{\sigma}_1 \cdot \boldsymbol{\sigma}_2) | \chi_{s_m_s}(12) \rangle, \end{aligned}$$

使我们对于打翻一对核子的自旋依赖项处理起来不算困难. 关于这个推广后的分离变数方法, 将另文讨论.

我们用这个方法具体处理了高能质子对  ${}^4\text{He}$  核的弹性散射.  ${}^4\text{He}$  核基态的波函数取

$$\Psi_{000}(1234) = \phi_0(\mathbf{r})\varphi_{00}, \quad (4)$$

$$\phi_0(\mathbf{r}) = \left(\frac{\alpha^2}{\pi}\right)^3 e^{-\frac{1}{2}\alpha^2 \sum_{j=1}^4 r_j^2}, \quad (4.1)$$

$$\varphi_{00} = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \varphi_{10}(12)\varphi_{10}(34) - \varphi_{01}(12)\varphi_{01}(34) \}_{00}. \quad (4.2)$$

这里  $\phi_0(\mathbf{r})$  是  ${}^4\text{He}$  四个核子处于  $1s$  态的坐标空间对称波函数.  $\varphi_{00}$  是四个核子处于自旋, 同位旋空间全反对称的波函数.  $\varphi_{S,T}(ij)$  是  $i, j$  两核子自旋为  $S$ , 同位旋为  $T$  的波函数. 下脚标  $000$  是指  $L, S, T$  都为零. 选取这样的  ${}^4\text{He}$  基态可以说是最简单的. 用 (4) 式的结构波函数可以得出  $F_{ii}(\mathbf{q})$  为

$$F_{ii}(\mathbf{q}) \equiv F_{ii}(t) = F_{ii}^A(t) + F_{ii}^C(t), \quad (5)$$

其中  $t = q^2$

$$\begin{aligned} F_{ii}^A(t) &= \frac{ik}{2\alpha^2} (1 + 2\alpha^2\beta^2) \sum_{n=1}^4 \binom{4}{n} \frac{(-)^{n+1}}{n} \left[ \frac{\sigma(1 - i\rho)\alpha^2}{2\pi(1 + 2\alpha^2\beta^2)} \right]^n \\ &\times \exp \left[ -\frac{(1 + 2\alpha^2\beta^2)}{4n\alpha^2} \right], \end{aligned} \quad (5.1)$$

$$F_{ii}^C(t) = F_{ii}^{(2)C}(t) + F_{ii}^{(3)C}(t) + F_{ii}^{(4)C}(t). \quad (5.2)$$

而

$$\begin{aligned} F_{ii}^{(2)C}(t) &= \frac{ik(D\sigma)^2(i + \rho_c)^2\alpha^2}{(8\pi m)^2(1 + 2\alpha^2\delta^2)} e^{-\frac{(1+2\alpha^2\delta^2)}{8\alpha^2} t} \\ &\times \left[ \frac{1}{2} t - \frac{2}{\delta^2} + \frac{2}{(1 + 2\alpha^2\delta^2)\delta^2} \right], \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} F_{ii}^{(4)C}(t) &= -\frac{16ik\sigma^3}{(4\pi)^3} \left(\frac{D}{2m}\right)^2 (1 - i\rho)(i + \rho_c)^2 \frac{\alpha^4}{(1 + 2\alpha^2\delta^2)(3 + 2\xi^2\alpha^2)} \\ &\times \exp \left[ -\left( \frac{1 + 6\alpha^2\beta^2\delta^2/\xi^2}{12\alpha^2} + \frac{3\xi^2\epsilon}{4(3 + 2\xi^2\alpha^2)} \right) t \right] \\ &\times \left[ \frac{1}{\xi^2} - \frac{1}{\delta^2} + \frac{1}{\delta^2(1 + 2\alpha^2\delta^2)} - \frac{3}{\xi^2(3 + 2\xi^2\alpha^2)} \right] \end{aligned}$$

$$+ \left( \frac{\beta^4}{\xi^4} + \frac{\beta^2}{\xi^2} c + c^2 \right) t \Big], \quad (5.4)$$

其中  $\xi^2 = 2\beta^2 + \delta^2$ ;  $\epsilon = \frac{2}{3} - \frac{2\beta^2}{2\beta^2 + \delta^2}$ ;  $c = \frac{3}{2} \frac{\epsilon}{(3 + 2\xi^2\alpha^2)}$ .

$$F_{ii}^{(4)C}(t) = 4ik \left( \frac{\sigma}{4\pi} \right)^4 \left( \frac{D}{2m} \right)^2 \frac{(1 - i\rho)^2 (i + \rho_c)^2 \alpha^6}{(\beta^2 + \delta^2)(1 + 2\alpha^2\delta^2)(1 + 2\alpha^2\beta^2)[1 + \alpha^2(\beta^2 + \delta^2)]}$$

$$\times \exp \left[ -\frac{1 + 2\alpha^2(\delta^2 + \beta^2) + 4\alpha^4\beta^2\delta^2}{16\alpha^2[1 + \alpha^2(\beta^2 + \delta^2)]} t \right]$$

$$\times \left[ \frac{(\beta^2 + \delta^2)(1 + 2\alpha^2\beta^2)^2}{16[1 + \alpha^2(\beta^2 + \delta^2)]^2} t + \frac{1 - 2\alpha^2\beta^2}{1 + 2\alpha^2\delta^2} - \frac{1}{1 + \alpha^2(\beta^2 + \delta^2)} \right]. \quad (5.5)$$

这里  $F_{ii}^{(4)C}$  中忽略了 4 个核子自旋全打翻的项.  $F_{ii}^A(t)$  是  $A_{NN}(\mathbf{q})$  的贡献,  $F_{ii}^C(t)$  是一对核子自旋被打翻的贡献.  $F_{ii}^{(n)C}(t)$  右上角标号  $n$  是碰撞次数.

用上述的式子, 我们计算了几个能区的入射能量下的质子在  $\text{He}^4$  核上的弹性散射角分布. 计算时, p-p 和 p-n 的散射振幅取平均值. 对入射能量为 1 GeV 的情况, 选取由实验获得的如下参数:

$$\sigma = 44.5 \text{ mb}, \quad \beta^2 = \delta^2 = 5.6 (\text{GeV}/c)^{-2},$$

$$\rho = -0.3, \quad \rho_c = -1.1, \quad D = 4.37.$$

上面自旋打翻项的实验参数, 我们选取与 Lambert 和 Feshbach<sup>[2]</sup> 大致相同的强度和  $\rho_c$ .  ${}^4\text{He}$  波函数的参数  $\alpha^2$  取  $0.535 \text{ fm}^{-2}$ . 在计算时, 我们还考虑了质心关联的影响, 简单地在

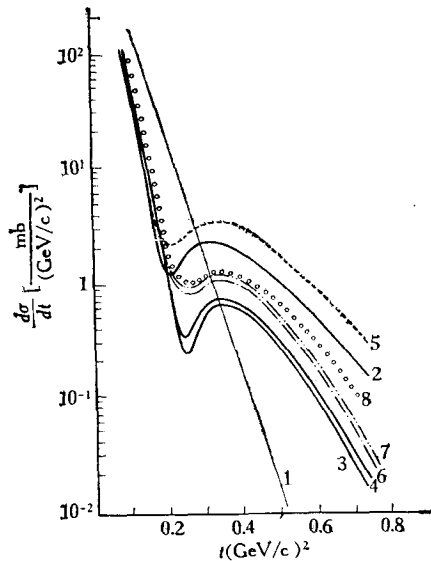


图 1 1 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射的理论计算  
图中曲线 1, 2, 3, 4 分别为不考虑自旋效应时, 加到一次, 二次, 三次, 四次碰撞的结果;  
曲线 5 为包含自旋项加到二次碰撞项的结果;  
曲线 6 为包含自旋项加到三次碰撞项的结果;  
曲线 7 为包含自旋项加到四次碰撞项的结果;  
曲线 8 为实验的结果<sup>[1]</sup>

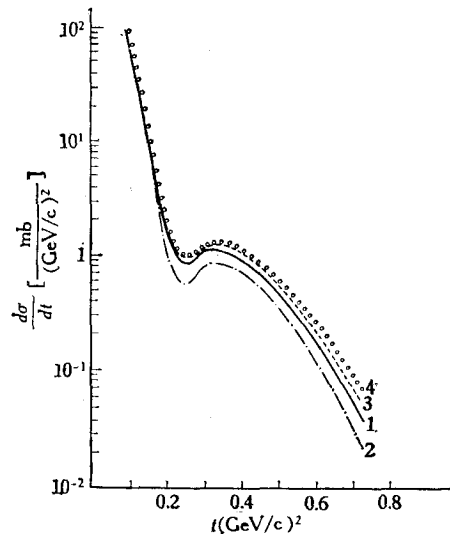


图 2 1 GeV 质子与  ${}^4\text{He}$  核弹性散射的理论计算  
计算值包含自旋效应, 并考虑到所有各次碰撞的贡献. 曲线是改变自旋项的强度的结果  
曲线 1 取  $D = 4.37$ ; 2 取  $D = 2.8$ ;  
曲线 3 取  $D = 5.1$ ; 4 为实验值

振幅上乘以  $e^{i/16a^2}$  因子. 计算结果见图 1 和图 2, 并与实验作了比较.

图 1 绘出七条曲线, 这里比较高次散射项的影响, 以及自旋效应的贡献. 首先, 我们看到高次散射项在角度大于第一个谷处以后的贡献是不能忽视的了. 不论是否考虑自旋效应都是这样的结果. 四次碰撞项的贡献相对来说不重要了. 从图 1 中可以看到, 自旋打翻项对散射角分布的贡献是很重要的. 以考虑到三次或四次碰撞的结果为例, 可以看到考虑自旋打翻项以后更接近于实验值. 峰谷的位置也与实验一致. 更重要的是考虑了自旋效应之后, 第一个谷处大大变浅了. 没有考虑自旋效应时, 截面的峰、谷比值  $R = 2.6$ ; 考虑了自旋效应之后, 峰、谷比值  $R = 1.47$ . 实验值约为  $R = 1.2 \pm 0.1$ . 因此, 可以看到包含到三、四次碰撞项的自旋效应是很重要的. 在这些计算中, 核子-核子散射振幅是由实验给出的, 它再也没有其它自由参数了. 在图 2 中比较了自旋打翻项强度的影响. 理论曲线是包含所有碰撞项的结果. 取了三个不同的  $D$  值. 从这些结果可以看到  $D = 2.8$  时,  $R = 1.68$ ;  $D = 4.37$  时,  $R = 1.47$ ;  $D = 5.1$  时,  $R = 1.43$ . 自旋打翻项强度增加时, 谷变得更浅, 更接近于实验结果. 质子在  ${}^4\text{He}$  核上弹性散射的新的实验结果发现第一个谷处变浅这一事实, 正符合我们的分析. 从上面这些讨论中, 可以看到它显示出在散射过程中核子自旋被打翻效应的重要性. 入射能量从 0.348 GeV 到 1.15 GeV 的质子对  ${}^4\text{He}$  核的弹性散射, 最近给出一些规律性的变化<sup>[4]</sup>. 特别是第一个谷处很浅这一现象, 未能为过去的理论所解释. 我们将进一步分析几个能区下质子对  ${}^4\text{He}$  核的弹性散射, 研究自旋效应有什么影响.

### 参 考 文 献

- [1] G. Igo, *Proceedings of the Sixth International Conference on High Energy Physics and Nuclear Structure* (1975), p. 63.
- [2] E. Lambert and H. Feshbach, *Ann. of Phys.*, **76** (1973), 80.
- [3] 李扬国、刘宪辉、马维兴, *中国科学*, 1975, 1, 38.
- [4] S. L. Verbeck *et al.*, *Phys. Letters*, **59B** (1975), 339.

## SPIN FLIP EFFECTS IN THE SCATTERING OF HIGH ENERGY PROTON BY NUCLEI

LI YANG-KUO      LIU HSIEN-HUI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)