

π 介子在大变形核上散射的高级形变效应*

黄朝晖

(广西大学)

姜焕清

(中国科学院高能物理研究所,北京)

摘要

本文研究了 π 介子在大变形核上散射的高级形变效应。结果表明,对微分截面的贡献是小的。

我们对 π 介子在大变形核 ^{152}Sm 上的弹性和非弹性散射已作了研究 [1]。在那里,为了计算方便,仅取了原子核的四极形变,对 π 核光学势也只取了一级定域的形势。本文在 [1] 的基础上,进一步讨论高级形变(十六极形变)效应的大小。

将高级形变项加进来,主要考虑两个问题:一是高级形变项的密度分布是怎样的,二是散射振幅有些什么变化。

(1) 电子散射实验 [2] 定出 ^{152}Sm 核的电荷分布可以表示为

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R)/a}}, \quad (1)$$

其中 $R = R_0^c(1 + \beta_2 Y_{20}(\theta) + \beta_4 Y_{40}(\theta) + \dots)$,

$$R_0^c = 5.8 \text{ fm},$$

$$a_c = 0.58 \text{ fm},$$

$$\beta_2^c = 0.287, \quad (2)$$

$$\beta_4^c = 0.070.$$

原则上,我们可以把 $\rho(r)$ 按角动量分解,即

$$\rho(r) = \sum_{L=\text{偶数}} \rho_L(r) Y_{L0}(\theta). \quad (3)$$

因为我们考虑到 β_4 的项,即取 $L = 0, 2, 4$ 。则在本体坐标系中,密度分布可以写为

$$\rho(r, \theta) = \rho_0(r) + \rho_2(r) Y_{20}(\theta) + \rho_4(r) Y_{40}(\theta). \quad (4)$$

$\rho_0(r)$ 和 $\rho_2(r)$ 的表示式在文献 [1] 中可以找到。至于 $\rho_4(r)$, 我们取为

* 中国科学院科学基金资助的课题。
本文 1987 年 10 月 15 日收到。

为
度
子

τ

其
为

由
(8)

在

其

似

$$\rho_4(r) = \frac{R_0^c \beta_4^c \rho_0}{a_c} \left(\frac{r}{R_0^c} \right)^4 \frac{e^{-(r-R_0^c)/a_c}}{[1 + e^{-(r-R_0^c)/a_c}]^2} \quad (5)$$

为了检验其好坏, 把它与密度有关的哈特利-福克计算的结果 [3] 比较。由图 1 可见, $\rho_4(r)$ 能较好地再现 DDHF 计算得到的电荷分布。但是由 $\rho_4(r)$ 所求得的 $E4$ 跃迁强度 $B(E4)$ 的数值比实验值 [2] 偏大, 因此还需对 $\rho_4(r)$ 乘以 0.91 这样的重新归一化因子。

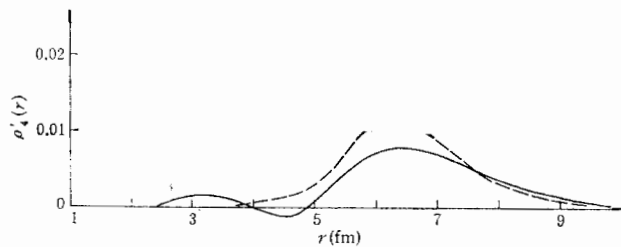


图 1 模型密度函数与 DDHF 计算的比较 —— DDHF ρ_4 , --- 模型 ρ_4
其中 $\rho_4' = \left(\frac{9}{4\pi}\right)^{1/2} \rho_4(r)$

那里,
本文
的,二

(2) 在程函理论框架下, 可得到原子核从集体转动态 $|IKM\rangle$ 到达末态 $|I'K'M'\rangle$ 的 τ 道跃迁振幅 [1] 为

$$F_{I'I}^{\tau}(q) = \left[\frac{(2I+1)(2I'+1)}{64\pi^4} \right]^{1/2} \int d\hat{R} D_{M'K'}^{I' *}(\hat{R}) F_{\tau}(q\Omega) D_{MK}^I(\hat{R}). \quad (6)$$

其中
$$F_{\tau}(q\Omega) = iK \int_0^{\infty} b db J_0(qb) [1 - G_{\tau}(b, \theta)], \quad (7)$$

为 τ 道的 π -核散射振幅, 以及

$$G_{\tau}(b, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi' e^{-\chi_{\tau}(b, \theta, \phi')}. \quad (8)$$

由于 $\rho(r)$ 取到了 β_4 的项, 散射振幅的不同主要体现在 τ 道的厚度函数 χ_{τ} 的不同上。

(8) 式中的 χ_{τ} 对 ϕ 的依赖关系可以写为

$$\chi_{\tau}(b, \theta, \phi) = \chi_{\tau}^{(0)}(b, \theta) + \chi_{\tau}^{(2)}(b, \theta) \cos^2 \phi + \chi_{\tau}^{(4)}(b, \theta) \cos^4 \phi. \quad (9)$$

在 $\chi_{\tau}^{(4)}$ 小的情况下, 我们有

$$\begin{aligned} G_{\tau}(b, \theta) = & \exp \left[-\chi_{\tau}^{(0)} + \frac{1}{2} (\chi_{\tau}^{(2)} + \chi_{\tau}^{(4)}) \right] \\ & \cdot \left\{ I_0 \left[\frac{1}{2} (\chi_{\tau}^{(2)} + \chi_{\tau}^{(4)}) \right] + I_1 \left[\frac{1}{2} (\chi_{\tau}^{(2)} + \chi_{\tau}^{(4)}) \right] \right. \\ & \left. \cdot \frac{\chi_{\tau}^{(4)}}{2(\chi_{\tau}^{(2)} + \chi_{\tau}^{(4)})} \right\}. \end{aligned} \quad (10)$$

写为

$$(4)$$

其中 $I_0(x)$ 和 $I_1(x)$ 分别为虚宗量零阶和一阶贝塞尔函数。

利用同位旋空间的转动不变性, 可以求得 π^+ , π^- 的弹性、非弹性以及到达同位旋相似态的单电荷交换散射振幅 (见 [1])。

在计算中,我们将中子的分布及变形参数取得与电荷的分布及变形参数完全相同.图2给出了弹性及非弹性散射的结果.计算表明,高级形变效应对于弹性散射在第一个峰处引起的修正大约为3%,更改善了理论与实验的符合.对 π^+ 和 π^- 的非弹性散射,在第一个峰处引起的修正分别大约为7%和9%.图3给出了到达同位旋相似态的单电荷交换散射的结果.计算表明,高级形变效应在第一个峰处引起的修正大约为9%.综上所述,高级形变效应的贡献小于10%,一般情况下可以忽略.

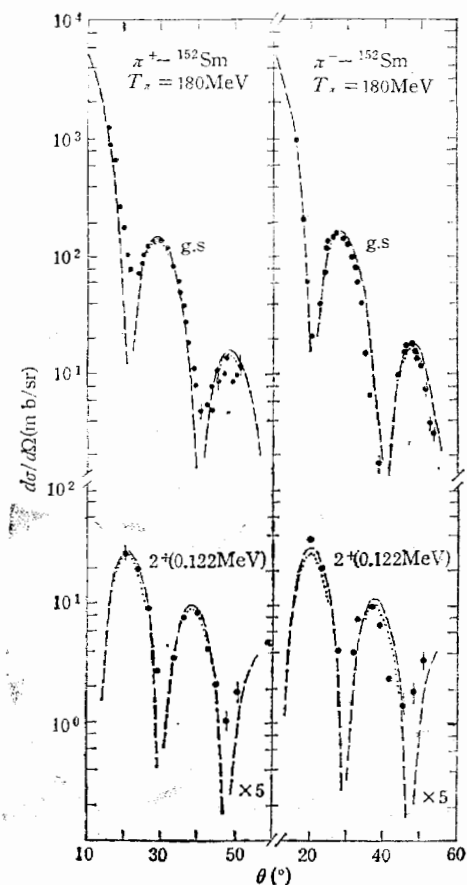


图2 π^\pm 与 ^{152}Sm 的散射实验取自文献 [11]

----- 取到 β_2 的项
 ———— 取到 β_4 的项

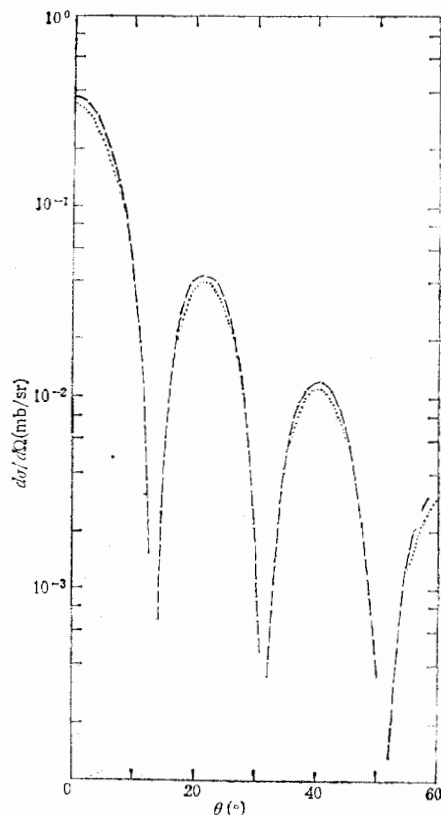


图3 180MeV 的 π^+ 在 ^{152}Sm 上到达 IAS 态的单电荷交换反应微分截面

----- 取到 β_2 的项 ———— 取到 β_4 的项

参 考 文 献

- [1] 黄朝晖,姜焕清,高能物理与核物理,11(1987),78.
- [2] T. Cooper, W. Bertozzi, J. Heisenderg, S. Kowalski, W. Turchinets, C. Williamson, L. Cardman, S. Fivozinski, J. Light body Jr. and S. Penner, *Phys. Rev.*, C13(1976), 1083.
- [3] D. Vautherin et al., *Phys. Rev.*, C7(1972), 296.

目同.
与一个
散射,
单电
综

OCTUPLE DEFORMATION EFFECT IN PION SCATTERING FROM WELL-DEFORMED NUCLEI

HUANG CHAOHUI

(Guangxi University)

JIANG HUANQING

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

ABSTRACT

The importance of octuple deformation in $\pi^\pm - {}^{152}\text{Sm}$ scatterings is studied. Results show that the contribution due to octuple deformation to the differential cross section is small.



达

3. 的项

S. Fivo-