

$\pi$ -核双电荷交换反应核谱因子和 $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  反应

李扬国 刘宪辉

(中国科学院高能物理研究所)

## 摘 要

$\pi$ -核双电荷交换反应的强度与反应过程的两核子转移的核谱振幅直接联系着。本文讨论了这类反应与它们的核谱因子的关系。并以  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  为例,用两种核结构讨论了它的激发函数和微分截面。我们所用的理论方法能够解释实验数据。

## 一、引 言

$\pi$ 核双电荷交换反应是研究  $\pi$ 与核上一对核子发生电荷交换,引起一对中子(质子)变为质子(中子)的反应过程。这类反应和核结构中核子对以及反应机制的关系非常紧密。从近年实验上获得第一个角分布以来<sup>[1]</sup>,人们企图通过分析  $^{18}\text{O}(\pi^+, \pi^-)^{18}\text{Ne}$  的实验结果希望对核结构及反应机制有进一步的启示<sup>[2]</sup>。我们对  $^{18}\text{O}$ 核的双电荷交换反应,不论是它跃迁到  $^{18}\text{Ne}$ 核的双同位旋相似态(DIAS)<sup>[3]</sup>或是它的  $2^+$ 态<sup>[4]</sup>,都有过一些定量上的研究。我们指出它与核结构关系密切,特别是壳外那对参予电荷交换的中子、质子对的结构,它对反应的强度、角分布的形状都有影响。我们初步认识到二步过程的绕射理论是双电荷交换反应机制的主要过程。

实验上,最近做出一些新的结果<sup>[5]</sup>。其中包括在  $\pi$ 能量为 292 MeV 下  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ (DIAS)的角分布和它的激发函数。由于这类反应是把核中一对中子转换为一对质子,它总与核结构中的对结构密切连系着。正如对  $^{18}\text{O}$ 核的研究那样<sup>[3]</sup>,对结构显示了重要的作用。但是  $^{18}\text{O}$ 和  $^{18}\text{Ne}$ 是双满壳核  $^{16}\text{O}$ 外加一对中子或一对质子的核。 $^{18}\text{O}$ 的  $\pi$ 核双电荷交换反应主要是连系这一对结构。然而,若和满壳外有更多核子的原子核进行( $\pi^\pm, \pi^\mp$ )反应时;例如上面提到的  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ ,便要更多的核子对的结构连系起来。今天,核结构的研究对满壳外核子数不多的核如  $^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{Ne}$ 的研究了解尚多一些。对有更多核子的核,如  $^{26}\text{Si}$ ,  $^{26}\text{Mg}$ 的结构了解便很少。那么  $\pi$ 核双电荷交换反应将会告诉我们些什么信息?这不单是一个理论上有趣,待研究的问题。实验家也关注将会从这类实验中获得什么样的多核子对的结构消息和反应机制的消息。为此,本文将研究在壳外有多核子对情况下,  $\pi$ 核双电荷交换反应的一些结构特点,并具体地讨论  $^{26}\text{Mg}(\pi^+,$

$\pi^-)^{26}\text{Si}$  的激发函数和角分布.

## 二、双电荷交换反应的核谱因子

一般而言,核中所有核子都可以参加 ( $\pi^\pm, \pi^\mp$ ) 反应. 但由于我们研究的是到达某一特定的末态的反应, 例如到达末态的双同位旋相似态或低激发态, 由于核具有壳层效应, 实际上参加引起反应的核子数不是全体而是有限的少数. 如  $^{18}\text{O}$ ,  $^{18}\text{Ne}$  核, 若只讨论到达  $^{18}\text{Ne}$  的基态或低激发态, 只涉及壳外的一对中子或质子. 满壳内的核子可以看作只参与多次弹性散射过程. 在研究  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  时, 满壳外有更多的核子对参加. 因此必需研究多核子如何在 ( $\pi^\pm, \pi^\mp$ ) 反应过程中作贡献. 我们先讨论当有多个核子参加双电荷交换反应时核结构的一般特点. 我们仍在绕射理论下研究双电荷交换反应, 用与 [3] 相同的符号, 首先讨论引起中子对转换为质子对的下面二体算符矩阵元:

$$\left\langle \Psi_{J_i M_i}(N-2, Z+2) \left| \sum_{i < j} \Gamma_i^{\pi\pi}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_i) \Gamma_j^{\pi\pi}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_j) \right| \Psi_{J_i M_i}(N, Z) \right\rangle \quad (2.1)$$

其中  $\Gamma_i^{\pi\pi}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_i)$  是引起电荷交换的单体剖面函数. 它与  $\pi$ -N 散射振幅  $f_i^{\pi\pi}(\mathbf{q})$  的关系为:

$$\Gamma_i^{\pi\pi}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_i) = \frac{1}{2\pi i k} \int d^2 \mathbf{q} e^{-i\mathbf{q}(\mathbf{b}-\mathbf{s}_i)} f_i^{\pi\pi}(\mathbf{q}) \quad (2.2)$$

$$f_i^{\pi\pi}(\mathbf{q}) = [f_1(\mathbf{q}) + f_3(\mathbf{q}) \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{n}_i] (\tau_{i+t_-} + \tau_{i-t_+}) \quad (2.3)$$

这里  $\mathbf{n}_i = \mathbf{q}_i \times \mathbf{k}_i$ ,  $\boldsymbol{\sigma}_i$ ,  $\boldsymbol{\tau}_i$  是第  $i$  个靶核子的自旋, 同位旋算符.  $\mathbf{t}$  为  $\pi$  的同位旋算符.  $f_i(\mathbf{q})$  为  $\pi$ N 散射振幅的各个分量. (2.1) 式中  $\Psi_{J_i M_i}(N, Z)$ ,  $\Psi_{J_i M_i}(N-2, Z+2)$  是靶核初态和剩余核末态的反对称归一化波函数. 这里  $N, Z$  表示靶核中参加双电荷交换的那部份的中子数和质子数. 由于初态中一对中子转化为末态一对质子, 故在约化 (2.1) 式的矩阵元时, 可以和处理两核子转移反应中抽出核谱因子相似的办法处理<sup>[6]</sup>. 下面为了讨论上的便利和直观, 波函数的反对称化分别为中子及质子波函数的反对称化, 这样并不失去其普遍性. 同时, 为了书写上不过于繁冗, 仅讨论偶-偶核 (即  $J_i M_i = 0, 0$ ) 情况. 显然, 偶-偶核的中子部份和质子部份都同处于  $J_i M_i = 0, 0$  的结构. 这样 (2.1) 式中波函数一般可写为:

$$\Psi_{J_i M_i}(N, Z) = \Psi_{00}(N) \Phi_{00}(Z) \quad (2.4a)$$

$$\Psi_{J_i M_i}(N-2, Z+2) = (\Psi_{J_i}(N-2) \Phi_{J_i}(Z+2))_{J_i M_i} \quad (2.4b)$$

其中用  $\Psi_{JM}(N)$  表示  $N$  个中子反对称归一波函数.  $\Phi_{JM}(Z)$  表示  $Z$  个质子反对称归一波函数. 括号中的  $N$  (或  $Z$ ) 标示它属于  $N$  个中子 (或  $Z$  个质子) 系统. 若转换的核子对的结构可以构造为:

$$\phi_{JM}(1, 2) = \sum_{i_1 > i_2} \alpha_{i_1 i_2}^J \xi(i_1 i_2) \quad (\text{对中子}) \quad (2.5a)$$

$$\phi_{JM}(1, 2) = \sum_{i_1 > i_2} \beta_{i_1 i_2}^J \eta(i_1 i_2) \quad (\text{对质子}) \quad (2.5b)$$

其中  $\xi_{JM}(i_1 i_2)$ ,  $\eta_{JM}(i_1 i_2)$  表示在  $i_1, i_2$  壳上中子对和质子对的归一基.  $\alpha_{i_1 i_2}^J$ ,  $\beta_{i_1 i_2}^J$  为其相应的展开系数. (2.1) 式的重叠积分可以仿照二核子转移的方法<sup>[6]</sup>, 对中子和质子分别展为:

$$\langle \Psi_{J_1 M_1}(N-2) | \Psi_{00}(N) \rangle = \theta_{J_1} \phi_{J_1, -M_1}(1, 2) C_{J_1 M_1 J_1 - M_1}^{00} \quad (2.6 a)$$

$$\langle \Phi_{J_2 M_2}(Z+2) | \Phi_{00}(Z) \rangle = \theta'_{J_2} \phi_{J_2 M_2}^*(1, 2) \quad (2.6 b)$$

那么(2.1)式正比于下面二体矩阵元

$$\langle \phi_{J_2 M_2}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{J_1 - M_1}(1, 2) \rangle \quad (2.7)$$

余下的因子为  $\theta_{J_1}$ ,  $\theta'_{J_2}$  和  $C$  系数. 从(2.6)式, 若定义如下二核子转移的核谱振幅<sup>[6]</sup>

$$B_{J_1}(N) = \sqrt{\frac{N(N-1)}{2}} \langle (\Psi_{J_1}(N-2) \phi_{J_1}(1, 2))_{00} | \Psi_{00}(N) \rangle \quad (2.8 a)$$

$$B_{J_2}(Z+2) = \sqrt{\frac{(Z+2)(Z+1)}{2}} \langle \Phi_{J_2 M_2}(Z+2) | \phi_{00}(Z) \Phi_{J_2 M_2}(1, 2) \rangle \quad (2.8 b)$$

显然,  $B_{J_1}(N)$  是从靶核结构中抽出一对中子的核谱因子.  $B_{J_2}(Z+2)$  是往靶核中填入一对质子的核谱因子. 整理后(2.1)式表示为:

$$B_{J_1}(N) B_{J_2}(Z+2) \langle \phi_{J_2 M_2}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{J_1 - M_1}(1, 2) \rangle \cdot C_{J_1 M_1 J_1 - M_1}^{00} C_{J_2 M_2 J_2 M_2}^{J_1 M_1 J_2 M_2} \quad (2.9)$$

(2.9)式便是偶-偶核 ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) 反应中电荷交换的矩阵元的一般表示式. 它表示剩余核的中子态及质子态都激发到  $J_1 M_1$  和  $J_2 M_2$  时的结果. 如果末态只有中子激发, 或质子激发. 这时(2.9)为:

$$B_0(N) B_{J_f}(Z+2) \langle \phi_{J_f M_f}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{00}(1, 2) \rangle \quad (\text{质子激发}) \quad (2.10 a)$$

$$\frac{(-1)^{J_f - M_f}}{\sqrt{2J_f + 1}} B_{J_f}(N) B_0(Z+2) \langle \phi_{00}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{J_f - M_f}(1, 2) \rangle \quad (\text{中子激发}) \quad (2.10 b)$$

若末态也处于基态 ( $J_f M_f = 00$ ), 则(2.9)变为:

$$B_0(N) B_0(Z+2) \langle \phi_{00}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma_2^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{00}(1, 2) \rangle \quad (2.11)$$

从(2.9)–(2.11)式, 看到 ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ ) 反应与参加反应的中子对-质子对的结构  $\phi_{JM}(1, 2)$ ,  $\phi_{JM}(1, 2)$  以及与核结构连系在一起的核谱振幅  $B_{J_1}(N)$ ,  $B_{J_2}(Z+2)$  紧密连系在一起. 人们对双核子转移反应的核谱振幅有过很多研究. 我们也曾讨论过一些典型的情况<sup>[6]</sup> 本文只是连系  $\pi$ -核双电荷交换反应讨论它对此类反应应该有些什么影响. 下面将在不同的结构情况下, 讨论从基态到基态之间核谱振幅的特点.

### (1) 简单壳模型结构.

即在  $i$  壳中有  $N$  个中子、 $Z$  个质子. 这时初、末态表示为:

$$\Psi_{00} = \Psi_{00}(j^N) \Phi_{00}(j^Z) \quad (\text{初态}) \quad (2.12)$$

$$\Psi_{00} = \Psi_{00}(j^{N-2}) \Phi_{00}(j^{Z+2}) \quad (\text{末态})$$

按(2.8)式, 不难计算出核谱振幅为<sup>[6]</sup>:

$$B_0(N) = \sqrt{\frac{(N/2)(2j+1-N+2)}{(2j+1)}}$$

$$B_0(Z+2) = \sqrt{\frac{(Z/2+1)(2j+1-Z)}{(2j+1)}} \quad (2.13)$$

则(2.1)式矩阵元为:

$$\frac{\sqrt{\frac{N}{2} \left( \frac{Z}{2} + 1 \right) (2j + 1 - Z) (2j - N + 3)}}{(2j + 1)} \langle \phi_{00}(j^2) | \Gamma_1^{\pi^*} \Gamma_2^{\pi^*} | \phi_{00}(j^2) \rangle \quad (2.14)$$

式中  $\phi_{00}(j^2)$  是质子对在  $j$  壳上耦合为  $JM = 00$  波函数  $\phi_{00}(j^2)$  为中子对同样情况的波函数。

## 〈2〉具有相干性的对结构情况.

这种相干性结构有一定的集体性质. 下面采用常用<sup>[7]</sup>的二次量子化表象写出这类波函数. 中子对和质子对的结构取对结构, 它们的产生算符写为:

$$\begin{aligned} A^+(n) &= \sum_{i,m>0} (-1)^{i-m} a_{im}^+ a_{i-m}^+ \\ A^+(z) &= \sum_{i,m>0} (-1)^{i-m} c_{im}^+ c_{i-m}^+ \end{aligned} \quad (2.15)$$

其中  $a_{im}^+$ ,  $a_{im}$ ,  $c_{im}^+$ ,  $c_{im}$  分别为一个中子或一个质子的产生、消灭  $im$  态算符. 偶-偶核具有  $N, Z$  个中子, 质子及  $N-2, Z+2$ , 个中子、质子的波函数(在辛弱数  $\nu=0$ ) 为:

$$\begin{aligned} \Psi_{00}(N, Z) &= \frac{1}{\sqrt{N_i}} A^{+\frac{N}{2}}(n) A^{+\frac{Z}{2}}(z) |0\rangle \quad (\text{初态}) \\ \Psi_{00}(N-2, Z+2) &= \frac{1}{\sqrt{N_f}} A^{+\frac{N}{2}-1}(n) A^{+\frac{Z}{2}+1}(z) |0\rangle \quad (\text{末态}) \end{aligned} \quad (2.16)$$

其中  $N_i, N_f$  为归一化因子.  $|0\rangle$  表示满壳. 上面波函数所张空间的态数为

$$2Q = \sum_j (2j + 1).$$

(2.16) 式的结构可以计算出核谱振幅为:

$$\begin{aligned} B_0(N) &= \sqrt{\frac{\frac{N}{2} \left( \frac{Q - \frac{N}{2} + 1 \right)}{Q}}{Q}} \\ B_0(Z+2) &= \sqrt{\frac{\left( \frac{Q - Z}{2} \right) \left( \frac{Z}{2} + 1 \right)}{Q}} \end{aligned} \quad (2.17)$$

这样, (2.1) 式矩阵元为:

$$\frac{\sqrt{\frac{N}{2} \left( \frac{Z}{2} + 1 \right) \left( \frac{Q - \frac{N}{2} + 1 \right) \left( \frac{Q - Z}{2} \right)}}{Q} \langle \phi_{00}(1, 2) | \Gamma_1^{\pi^*} \Gamma_2^{\pi^*} | \phi_{00}(1, 2) \rangle \quad (2.18)$$

其中

$$\begin{aligned} \phi_{00}(1, 2) &= \frac{1}{\sqrt{n_j}} \sum_j A_{j j_0} \phi_{00}(j^2) \quad (\text{中子}) \\ \phi_{00}(1, 2) &= \frac{1}{\sqrt{n_j}} \sum_j A_{j j_0} \phi_{00}(j^2) \quad (\text{质子}) \\ A_{j j_0} &= \frac{2j + 1}{\sqrt{4\pi}} C_{j \frac{1}{2} j - \frac{1}{2}}^{00} (-1)^{j_1 - \frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

$n_j$  为归一化因子。这些核谱振幅是不难看出其物理意义的。如  $B_0(Z+2)$  中有二个因子,  $\Omega - \frac{Z}{2}$  和  $\left(\frac{Z}{2} + 1\right) / \Omega$ 。  $\Omega - \frac{Z}{2}$  为靶核中质子留空未被填充的对态数。 $\left(\frac{Z}{2} + 1\right) / \Omega$  是  $\frac{Z}{2} + 1$  对质子分配在一对态上的几率。 $B_0(N)$  也有相似的物理意义。在简单壳模型的情况, 只要把  $j + \frac{1}{2}$  看为对态数也有如上述的物理意义。对于到末态为激发态也不难得到相应的核谱因子。

从上面的讨论看出在多核子对参加  $\pi$  核双电荷交换过程, 不单要连系对结构, 还要考虑多体结构的二核子转移核谱因子。同时还要考虑反应机制是否正确。可以说这类反应是多因素。

### 三 计算 $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ 反应振幅的处理方法

在讨论  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (DIAS) 双电荷交换反应时, 首先是  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Si}$  的基态波函数是什么? 目前对它了解不多, 这些核还可能变形。故现在选取什么样的核波函数来研究这个反应过程的依据仍不多。从而在定量的研究上带来不少不确定的因素。但是, 尽管有这一些困难, 我们仍假定一些可能的核结构来研究、比较。借以得到一些启发。下面, 我们将用二种基态波函数来讨论:

#### (1) 简单的单壳近似波函数

认为  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Si}$  的基态是满壳  $^{16}\text{O}$  外的中子、质子都填充于  $(d_{5/2})$  壳上, 即

$$\left. \begin{aligned} \Psi_{00} &= \Psi_{00}(d_{5/2}^6) \Phi_{00}(d_{5/2}^4) \quad ({}^{26}\text{Mg 核}) \\ \Psi_{00} &= \Psi_{00}(d_{5/2}^4) \Phi_{00}(d_{5/2}^6) \quad ({}^{26}\text{Si 核}) \end{aligned} \right\} \quad (3.1)$$

这时, 中子对、质子对波函数为:

$$\phi_{00}(d_{5/2}^2) \text{ 和 } \phi_{00}(d_{5/2}^2) \quad (3.2)$$

(2)  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Si}$  在  $^{16}\text{O}$  壳外上核子、分布于  $d, s$  大壳中, 且具有很强的相干态。即用上节 (2.15) (2.16) 的波函数。这时  $N = 6, Z = 4$ 。  $j$  为在  $d, s$  壳上的态。总态数

$$2\Omega = \sum_j (2j + 1) = 12.$$

(2.18) 式矩阵元的中子(或质子)对波函数为:

$$\varphi_{00}(1, 2) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{l, m > 0} (-1)^{l-m} \phi_{lm}(\mathbf{r}_1) \phi_{l-m}(\mathbf{r}_2) \chi_{00}(1, 2) \quad (3.3)$$

其中  $\chi_{00}(1, 2)$  为二核子自旋单态波函数。

在我们所讨论的能区中, 我们用二步过程的多次散射理论来研究  $(\pi^+, \pi^-)$  反应。在 Glauber 的理论框架下<sup>[3]</sup>  $(\pi^+, \pi^-)$  反应振幅可以写为:

$$\begin{aligned} F_{f,i}(\mathbf{q}) &= \frac{i\mathbf{k}}{2\pi} \int d^2\mathbf{b} e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{b}} \left\langle \Psi_f \left| \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \Gamma_i^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_j^{\pi\pi}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) \right| \Psi_i \right\rangle \\ &\cdot \left\langle \Psi_i \left| \prod_{k=1}^{A-2} (1 - \Gamma_k(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k)) \right| \Psi_i \right\rangle \end{aligned} \quad (3.4)$$

其中  $\langle \Psi_i | \prod_{i=1}^{A-2} (1 - \Gamma_k(\mathbf{b} - \mathbf{s}_k)) | \Psi_i \rangle$  是  $\pi$  对  $A-2$  个核子的多次弹性碰撞的贡献. 在用核子密度分布情况下, 可近似地表示为:

$$e^{-\int \rho(\mathbf{r}) \Gamma(\mathbf{b}-\mathbf{s}) d^3r} = e^{-i(A-2)\chi(b)} \quad (3.5)$$

在我们计算中,  $\rho(\mathbf{r})$  取 Saxon-Wood 型分布.

$$\langle \Psi_f | \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} \Gamma_i^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_i) \Gamma_j^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_j) | \Psi_i \rangle$$

是 (2.1) 矩阵元. 在  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (DIAS) 反应过程中, 如取 (3.1) (3.2) 纯壳结构, 它可展开为:

$$\begin{aligned} & \langle \phi_{00}(d_{5/2}^2) | \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{00}(d_{5/2}^2) \rangle \\ &= \frac{3}{5} \sum_{m, m'} \frac{(-1)^{m+m'}}{5} \langle \phi_{02m'}(\mathbf{r}_1) | \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) | \phi_{02m}(\mathbf{r}_1) \rangle \\ & \quad \times \langle \phi_{02-m'}(\mathbf{r}_2) | \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{02-m}(\mathbf{r}_2) \rangle \\ & \quad + \frac{2}{5} \sum_{\substack{m, m' \\ m_1, m_2}} \frac{1}{3} C_{2m, 2m_2}^{1M} C_{2m_2, m'}^{1M} \langle \phi_{02m_1}(\mathbf{r}_1) | \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_1) | \phi_{02m}(\mathbf{r}_1) \rangle \\ & \quad \langle \phi_{02m_2}(\mathbf{r}_2) | \Gamma^{ex}(\mathbf{b} - \mathbf{s}_2) | \phi_{02m'}(\mathbf{r}_2) \rangle \\ &= M_{0,0}(b) \end{aligned} \quad (3.6)$$

其中  $\phi_{nlm}(\mathbf{r})$  为谐振子波函数. (3.6) 式显然只是  $b$  的函数, 不依赖于方位角  $\phi_b$ , 尽管单体矩阵元依赖于  $\phi_b$ .  $M_{0,0}(b)$  是一个冗长的表示式, 为简便不具体列出. 同样对于  $\langle 2 \rangle$  类的相干波函数, 也能导出 (2.1) 式的双电荷交换部分矩阵元. 我们记为  $M_{0,0}^{\langle 2 \rangle}(b)$ , 显然它也与  $\phi_b$  无关. 由于 (3.4) 式在讨论  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (DIAS) 时与  $\phi_b$  无关. 对  $d\phi_b$  积分后为:

$$F_{f,i}(\mathbf{q}) = ik B_0(N) B_0(z+2) \int b db J_0(bq) \mathcal{M}(b) e^{-i(A-2)\chi(b)} \quad (3.7)$$

式中  $\mathcal{M}(b)$  或取  $M_{0,0}(b)$  或取  $M_{0,0}^{\langle 2 \rangle}(b)$ , 视我们取  $\langle 1 \rangle$  或  $\langle 2 \rangle$  的结构而定.  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  的微分截面为:

$$\frac{d\sigma_{f,i}}{d\Omega} = |F_{f,i}(\mathbf{q})|^2 \quad (3.8)$$

$F_{f,i}(\mathbf{q})$  中核谱振幅  $B_0(N)$ ,  $B_0(z+2)$  也很易求得. 在  $\langle 1 \rangle$  类的纯壳结构为:

$$B_0(N) = B_0(z+2) = 1 \quad (3.9)$$

在  $\langle 2 \rangle$  类的相干结构为:

$$B_0(N) = B_0(z+2) = \sqrt{2} \quad (3.10)$$

#### 四、计算结果和讨论

用上面所讨论的核结构波函数和处理方法, 计算了  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  反应的激发函数和  $E_x = 292 \text{ MeV}$  时的角分布. 在计算角分布时,  $\pi$ - $N$  振幅取到  $s, p, d$  分波. 简谐振子基的参数  $\alpha$  由核的均方半径  $R$  计得, 且与计算弹性散射用的核密度  $\rho_0(\mathbf{r})$  中的  $R$  取相同

值。它们都取自实验,即取  $R = 2.95 \text{ fm}$ ,  $a$  取  $0.50 \text{ fm}$ .  $\pi$ -N 相移取自<sup>[8]</sup>. 因此,在我们算式中没有自由参数. 计算的结果画在图 1—3 中.

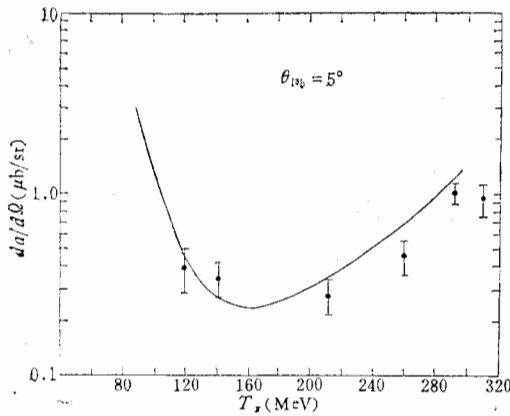


图 1  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (DIAS) 的激发函数. 曲线是用  $d_{5/2}$  壳波函数的计算结果.  $\blacksquare$  实验值

图 1 的激发函数计算值是用简单的  $d_{5/2}$  壳波函数. 理论计算与实验的趋势一致. 在  $T_\pi = 170 \text{ MeV}$  处(即 (3.3) 区)附近有一低凹槽. 在  $T_\pi < 100 \text{ MeV}$  时, 计算值增大. 这里虽然未有实验, 但正如我们曾经讨论过的<sup>[9]</sup>. 在低能区所用的方法已不太好.

图 2, 3 是两种不同的结构波函数的角分布. 从图中可以看出, 不同的结构, 角分布的形状很相似. 在  $22^\circ$  附近出现第一极小值. 在  $30^\circ$  处出现峰值. 小角度的形状与实验趋势一致. 实验的极小值在  $25^\circ$  左右. 可以说与实验的角分布形状基本符合.

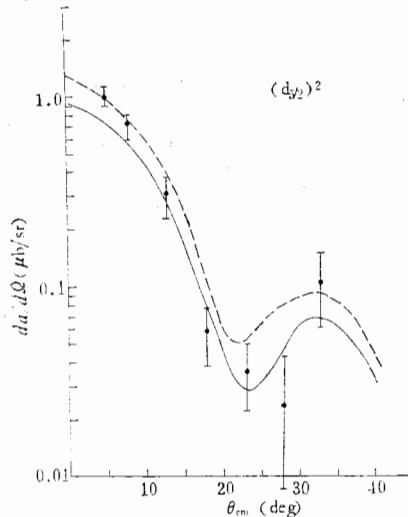


图 2  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (基态) 微分截面,  $E_\pi = 292 \text{ MeV}$  用  $d_{5/2}$  壳波函数计算的结果, 实线  $\rho = 0.95$  虚线  $\rho = 0.65$ .  $\blacksquare$  实验值.

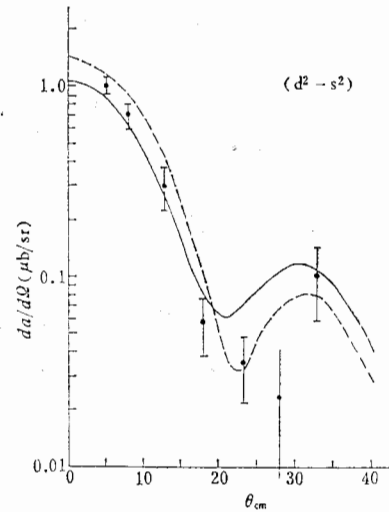


图 3  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$  (基态) 微分截面,  $E_\pi = 292 \text{ MeV}$ . 用相干性结果的计算结果, 实线  $\rho = 0.95$ , 虚线  $\rho = 0.65$ .  $\blacksquare$  实验值.

我们计算的激发函数和角分布的形状虽与实验一致, 但绝对值比实验值都大. 图 2 是单纯  $d_{5/2}$  结构, 比实验大因子 3. 图 3 是相干态结构, 比实验大因子 15. 影响微分截面的绝对值的因素是多方面的. 如在<sup>[9]</sup>中我们曾讨论离壳效应的影响, 它大约下降 1 倍. 若考虑离壳效应,  $d_{5/2}$  壳结构便很接近实验的绝对值. 弹性道的扭曲效应也很重要. 我们全是由自由  $\pi$ -N 振幅计算这种扭曲效应. 与实际情况可能有偏离. 这是一个应深入研究的问题. 本文不作为参数去调整使之符合实验值. 我们的计算, 弹性道扭曲振幅的实、虚比值  $\rho$  约 0.95, 与有的文献 [10] 相差很大. 变化这一比值, 理论曲线也有一些变

化。如图 2, 3 中虚线便是取  $\rho = 0.65$  时的结果。看到改变实虚比值, 谷变深了, 位置也略外移。小角度处也略增大, 更与实验的趋势一样。这些是扭曲效应减弱的结果。

影响绝对值的另一重要因素是核结构本身。我们用二种不同结构的计算值大约差因子 5。纯  $d_{5/2}$  壳波函数可以看为一对  $d_{5/2}$  壳上的质子空穴跃迁为一对 neutron 空穴。由于包里原理, 它的强度与一对粒子相同。若这些核子是分配在  $d, s$  大壳上。可引起双电荷交换反应的便不是一对, 而是三对 neutron, 二对质子都起作用。由于核子对增多, 且又是相干很强的结构, 绝对值增强了。目前我们对  $^{26}\text{Mg}$ ,  $^{26}\text{Si}$  的结构了解尚少, 而结构的不同对绝对值的影响又很强烈。我们讨论的二种结构都是理想化的结果。如都是球形核的结构, 配对得很好。若这一些核变形, 且  $^{26}\text{Mg}$  与  $^{26}\text{Si}$  的变形大小不一样, 那么由于初、末态波函数不能全部重叠, 必然使矩阵元有一定程度减弱。因此, 此类问题还有待实验及理论的进一步研究。

本文第一次讨论涉及多核子对参加  $\pi$ -核双电荷交换反应的问题。有很多核是属于这一类, 这时核结构的问题复杂化了。除了对的结构的影响外, 还有二核子转移的核谱因子, 因此需要有更多实验分析比较。同时也要求理论上对这一类核的结构有进一步的研究。更期望这一类的实验会对多核子对的结构研究有新的启示。

### 参 考 文 献

- [1] S. G. Green et al. 8<sup>th</sup> Inter. Conf on High Energy Physics and Nuclear Structure, 1979 IE23.
- [2] G. R. Burleson. "Workshop on Nuclear Structure with Intermediate-Energy Probeem", LA-8303-C (1980) 195 L. C. Liu, *Phys. Rev.*, C27(1983) 1611.
- [3] 刘宪辉, 吴宗恩, 黄朝晖, 李扬国, *Scientia Sinica*, 24(81), 789; 高能物理与核物理, 5(1981), 157.
- [4] 刘宪辉, 李扬国, 高能物理与核物理, 7(1983), 197.
- [5] C. H. Q. Ingran, *Nucl. Phys.*, A374 (1982), 319.
- [6] 李扬国, 陈生忠, 物理学报, 21(1965), 961.
- [7] 李扬国, 物理学报, 21(1965), 720.
- [8]  $\pi$ -N Partial-Wave Amplitudes UCRL-20030 8 (1970).
- [9] 刘宪辉, 李扬国, 高能物理与核物理, 6(1982), 292.
- [10] 刘波, 姜焕清, 高能物理与核物理, 6(1982), 595, 及其所引文献.

## SPECTROSCOPIC FACTOR OF $\pi$ - NUCLEUS DOUBLE CHARGE EXCHANGE REACTION AND $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ REACTION

LI YANG-GUO LIU XIAN-HUI

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

The strength of  $\pi$ -nucleus double charge exchange reaction is related to the spectroscopic factor of two nucleon transfer. In this paper, the relationship between the reaction amplitude and the spectroscopic factors is discussed. As an example, two kinds of nuclear structure are used in discussing the excitation function and the differential cross section of  $^{26}\text{Mg}(\pi^+, \pi^-)^{26}\text{Si}$ . It is shown that the theoretical method can explain the experimental data.