

$C^{12}(d, \alpha_0)B^{10}$ 反应的分析*

王 凡 錢汉文 曹惠玉

(南 京 大 学)

最近 Yanabu^[1] 及 Baldeweg^[2] 等对 $C^{12}(d, \alpha_0)B^{10}$ 反应的微分截面作了系统的测量, 测量结果表现出明显的直接反应特征, 我们的初步分析^[3]也证实了向后峰可用重粒子剥裂机构解释. 不过 Austern 认为向后峰也许不一定要用重粒子剥裂机构解释, 只要考虑扭曲效应就行了, 并认为 1962 年以前的一切有关重粒子剥裂的分析几乎都是错误的^[4]. Edwards^[5]已从理论上回答了此质疑, 他的分析表明, 至少对于轻核, 重粒子剥裂是存在的, 62 年以前所用的平面波玻恩近似也还是一个正确的近似. 最近 Honda 等^[6]对 $O^{16}(d, \alpha)$, $C^{12}(t, \alpha)$ 反应的系统分析, Edwards^[7]等对 $F^{19}(p, \alpha)$ 反应的系统分析, 都说明统一考虑拾取及重粒子剥裂是必要的. 而且, Pellegrini^[8]对 $E_d = 15$ MeV 的 $C^{12}(d, \alpha_0)$ 的扭曲波计算也不能给出文献[1]中的向后峰. 根据这些情况, 我们决定全面分析一下 $C^{12}(d, \alpha)$ 反应, 在核反应机构方面, 统一考虑了拾取及重粒子剥裂及它们的相干项, 仍然采用平面波玻恩近似, 重粒子剥裂中考虑了核心 Be^8 的三个对称性最高的态, 各项的相对贡献用中间耦合谐振子壳模型计算. 计算公式如下:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{拾取} &= \frac{2}{3} \frac{\mu_{dT}\mu_{aR}}{\mu_{dd}^2} \frac{k_a}{k_d} \sum_{l_d l_a} (\beta R_d) R_d^2 \theta_{R l_d l_a}^2 \frac{J_{l_d}^2(k, K_d, R_d)}{[(k R_d)^2 + (K_d R_d)^2]^2}, \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{重粒子剥裂} &= 3 \frac{\mu_{dT}\mu_{aR}}{\mu_{dc}^2} \frac{k_a}{k_d} \frac{R_a}{\tilde{R}_d} R_d^2 (-)^{l_R - l_T - 1} \times \\ &\quad \times \sum_{\substack{\tilde{l}_d \tilde{l}_a \tilde{l}_c \\ l_a' l_c'}} G_H \theta_{l_c \tilde{l}_d \tilde{l}_a} \theta_{l_c' l_a' \tilde{l}_c} \theta_{l_c l_a l_d} \theta_{l_c' l_a' l_d'} \times \\ &\quad \times J_{l_d}(\tilde{k}_d, \tilde{K}_d, \tilde{R}_d) J_{l_a'}(\tilde{k}_d, \tilde{K}_d, \tilde{R}_d) \frac{J_{l_a}(\tilde{k}_a, K_a, R_a)}{(\tilde{k}_a R_a)^2 + (K_a R_a)^2} \times \\ &\quad \times \frac{J_{l_a'}(\tilde{k}_a, K_a', R_a)}{(\tilde{k}_a R_a)^2 + (K_a' R_a)^2}. \end{aligned} \quad (1)$$

上式中的 G_H 如下:

$$\begin{aligned} G_H &= (i)^{\tilde{l}_d - \tilde{l}_a - l_a + l_a'} [(2\tilde{l}_d + 1)(2\tilde{l}_a + 1)(2\tilde{l}_d + 1)(2\tilde{l}_a + 1)(2l_a + 1)(2l_a' + 1)]^{\frac{1}{2}} \times \\ &\quad \times (2l_R + 1) \sum_L (\tilde{l}_d \tilde{l}_a 00 | L 0) (l_a l_a' 00 | L 0) W(\tilde{l}_d \tilde{l}_a \tilde{l}_c' \tilde{l}_c, 1L) \times \\ &\quad \times W(\tilde{l}_d l_c l_c'; l_R L) W(l_a l_c l_a'; l_T L) P_L(\cos \theta'). \end{aligned} \quad (2)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{相干项} = \sqrt{2} \frac{\mu_{dT}\mu_{aR}}{\mu_{dd}\mu_{dc}} \frac{k_a}{k_d} \left[\frac{\beta R_d^3 R_a^3}{\tilde{R}_d} \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{l_d \tilde{l}_d l_a \tilde{l}_a l_c l_c'} G_l \theta_{l_c \tilde{l}_d \tilde{l}_a} \theta_{l_c l_a l_d} \theta_{l_c' l_a' l_d'} \times$$

* 1965 年 8 月 20 日收到.

$$\times J_{\tilde{l}_d}(\tilde{k}_d, \tilde{K}_d, \tilde{R}_d) \frac{J_{l_a}(\tilde{k}_a, K_a, R_a)}{(\tilde{k}_a R_a)^2 + (K_a R_a)^2} \cdot \frac{J_{l_d}(k, K_d, R_d)}{(k R_d)^2 + (K_d R_d)^2}. \quad (4)$$

上式中的 G_I 如下:

$$\begin{aligned} G_I = & (-)^{1-l_d-l_a} (i)^{l_d+l_a-l_a} [(2l_d+1)(2j_d+1)(2\tilde{l}_d+1)(2\tilde{j}_d+1)(2I_R+1)]^{\frac{1}{2}} \times \\ & \times W(l_d j_d \tilde{l}_d \tilde{j}_d; 1 l_a) W(j_d l_c j_d I_T; I_R l_a) \sum_{m_d} (\tilde{l}_d l_d 0 m_d | l_a m_a) \times \\ & \times \left[\frac{(l_d - m_d)! (l_a - m_a)!}{(l_d + m_d)! (l_a - m_a)!} \right]^{\frac{1}{2}} P_{l_d}^{m_d}(\cos \theta'') P_{l_a}^{m_a}(\cos \theta'). \end{aligned} \quad (5)$$

(1)–(5)式中的 μ_{xy} 是 x, y 两粒子的折合质量, T, R, C 分别代表靶核, 剩核及核心.

$$\mathbf{k} = \mathbf{k}_a - \frac{M_R}{M_T} \mathbf{k}_d,$$

$$\tilde{\mathbf{k}}_d = \mathbf{k}_d + \frac{M_d}{M_R} \mathbf{k}_a,$$

$$\tilde{\mathbf{k}}_a = \mathbf{k}_a + \frac{M_a}{M_T} \mathbf{k}_d.$$

这三个式子中的 M_x 及 $\mathbf{k}_x$ 是 x 粒子的质量及它在质心系中的波数, $P_l^m(\cos \theta')$ 为缔合勒让德多项式,

$$\cos \theta' = \frac{\tilde{\mathbf{k}}_d \cdot \tilde{\mathbf{k}}_a}{\tilde{k}_d \tilde{k}_a}, \quad \cos \theta'' = \frac{\tilde{\mathbf{k}}_d \cdot \mathbf{k}}{\tilde{k}_d k}.$$

θ_{li}^2 为折合宽度(用 Wigner 极限单位), 若令

$$S_{li} = \frac{\theta_{li}}{\theta_0}, \quad (6)$$

θ_0^2 为单粒子宽度, 则

$$\begin{aligned} S_{li} = & \left(\frac{A}{A-m} \right)^{\frac{N}{2}} \binom{n}{m}^{\frac{1}{2}} K_m(Nl, L_2) (T_1 T_2 T_{1z} T_{2z} | T T_z) \times \\ & \times \sum_{\{f\} L S \{l_1\} L_1 S_1} \{ a_{\{f\} L S}^{(A) 0 T} a_{\{f_1\} L_1 S_1}^{(A-m) E_1 T_1 I_1} \langle p^n [f] L S T | \rangle p^{n-m} [f_1] L_1 S_1 T_1, p^m [f_2] L_2 S_2 T_2 \rangle \times \\ & \times [(2L+1)(2S+1)(2I_1+1)(2I_2+1)]^{\frac{1}{2}} \begin{Bmatrix} L_1 & L_2 & L \\ S_1 & S_2 & S \\ I_1 & I_2 & I \end{Bmatrix} \delta_{l_1, L_2} \delta_{l_1, I_2}. \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式中各符号意义见文献[9]. (1)–(5)式中其余各符号意义见文献[6].

计算 S_{li} 时, C^{12} 和 B^{10} 都采用 Бояркина^[10] 的波函数, 核心 Be^8 的三个对称性最高的态取为

$$|p^4[4]^{11}S\rangle, \quad |p^4[4]^{11}D\rangle, \quad |p^4[4]^{11}G\rangle.$$

这样计算出的 S_{li} 列于表 1, 2 中的第四列及表 3 中. 由这套 S_{li} 得出的 $E_d = 15.1 \text{ MeV}$ 的最佳符合情况列于图 1 中, 所用的参数列于表 4 中第一行. 由图 1 可见, $\theta_{cm} > 110^\circ$ 处的符合并不好, $\tilde{\theta}_d^2 \theta_a^2 = 6.7$ 也大得不合理. 同时我们也注意到文献[10]中的 B^{10} 基态波函数与文献[9]中所列 B^{10} 基态的各种折合宽度也不符. 因此我们改用 Elliott^[11] 的 B^{10} 基态波函数重新作了计算, 这样计算出的 S_{li} 列于表 1, 2 中的第五列, 最佳符合时用的参数列于

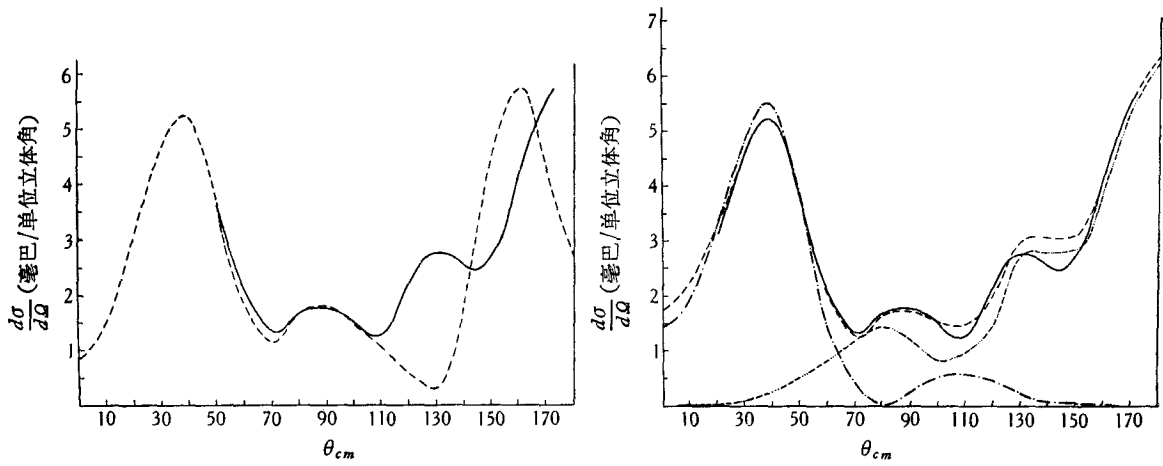


图 1

—— 实验曲线; —— 理论曲线.

图 2

—— 实验曲线; —— 理论曲线; - · - · - 拾取项;
····· 重粒子剥裂项.表 1 靶核中分出 $d(C^{12} \rightarrow B^{10} + d)$ 的 S_{IIj}

I_R	l_d	i_d	$S_{I_R l_d i_d}$	
			A. H. Бояркина	J. P. Elliott
3	2	3	-1.4	1.1

表 2 剩核中分出 $d(B^{10} \rightarrow Be^8 + d)$ 的 S_{IIj}

I_c	$\tilde{l}_d$	$\tilde{i}_d$	$S_{I_c \tilde{l}_d \tilde{i}_d}$	
			A. H. Бояркина	J. P. Elliott
0	2	3	0.44	-0.50
2	0	1	0.061	0.047
2	2	1	-0.0035	0.11
2	2	2	0.15	-0.49
2	2	3	-0.80	0.58
4	0	1	-0.10	-0.23
4	2	1	0.0030	-0.13
4	2	2	-0.068	0.61
4	2	3	0.56	0.12

表 3 靶核中分出 $\alpha(C^{12} \rightarrow Be^8 + \alpha)$ 的 S_{IIj}

I_c	l_a	i_a	$S_{I_c l_a i_a}$
0	0	0	-0.74
2	2	2	0.82
4	4	4	-0.83

表 4 符合微分截面所用的参数 ($f = 10^{-13} \text{ cm}$)

	R_d	$\tilde{R}_d$	R_a	θ_{0d}^2	$\tilde{\theta}_{0d}^2 \theta_{0a}^2$
A. H. Бояркина	3.8f.	5.5f.	4.2f.	0.56	6.7
J. P. Elliott	3.8f.	3.0f.	4.5f.	0.59	0.65

表 4 中第二行,微分截面的符合情况列于图 2 中,此图中也分别列出了拾取及重粒子剥裂贡献。由图 2 可见,微分截面符合得是很好,定出的单粒子宽度也是合理的。

文献 [1, 2] 中给出了 E_d 等于 9.2—19.7 MeV 范围内共 19 个 $C^{12}(d, \alpha_0)$ 反应的微分截面,实验曲线的形状基本上是一致的。我们这里着重分析了 $E_d = 15.1$ MeV 的结果,其余的微分截面预料也能得到满意的解释。因为 E_d 的改变仅是引起 k_d, k_α 的改变,而公式(1),(2),(4)中的各 J_l 以及它们之间的位相关系基本上只和 kR 有关,所以适当调节截断半径及单粒子宽度就可符合这些实验曲线。具体计算工作正在进行中。

从上面的分析中,我们得出下列几点结论:

(1) 单考虑拾取机构,看来即使用扭曲波近似也不能说明 $C^{12}(d, \alpha)$ 反应,统一考虑拾取及重粒子剥裂机构能很好解释此反应,而且从图 2 可知,重粒子剥裂贡献是很重要的。

(2) 在 (d, α) 这样一些多核子转移的反应中,各轨道角动量成分之间的相互干涉是很厉害的,必须统一考虑。

(3) 在 (d, α) 这样一些多核子转移的反应中,由于各轨道角动量成分之间的互相干涉,因此比 (d, p) 反应对核结构更灵敏,可以作为研究核结构的更有力的工具^[12]。

(4) 从现有结果看, Elliott 波函数是 B^{10} 基态的较好的近似,不过这一点是在假定了单粒子宽度 θ_0 与 l 无关位相都一样的情形下得出的。若直接用谐振子壳模型计算 θ_0 ,则 θ_0 与 l 有关,特别是 l 不同时, θ_0 的符号也不同。因此,关于 B^{10} 基态波函数的结论尚需进一步检验,这方面的工作也正在进行中。

本工作是在教研室的支持下进行的,工作中施士元教授、陈金全、顾金南、于祖荣同志提出了一些有益的意见,在此一并致谢。

参 考 文 献

- [1] Yanabu, T., et al., *J. Phys. Soc. Japan*, **18** (1963), 747.
- [2] Baldeweg, F., Bredel, V., Guratzsch, H., Klages, R., Kühn, B. and Stiller, G., *Nucl. Phys.*, **64** (1965), 55.
- [3] 王 凡、于祖荣、顾金南、陈必福、冯文明, *南京大学学报(自然科学)*, **8** (1964), 494.
- [4] Austern, N., in *Selected Topics in Nuclear Theory* (Edt. F. Janouch, Vienna, 1963), p. 17.
- [5] Edwards, S., *Nucl. Phys.*, **47** (1963), 652.
- [6] Honda, T., Horie, H., Kudo, Y. and Ui, H., *Prog. Theor. Phys.*, **31** (1964), 424; *Nucl. Phys.*, **62** (1965), 561.
- [7] Warsh, K. L. and Edwards, S., *Nucl. Phys.*, **65** (1965), 382.
- [8] Pellegrini, F., *Nucl. Phys.*, **24** (1961), 372.
- [9] Balashov, V. V., Boyarkina, A. N. and Rotter, I., *Nucl. Phys.*, **59** (1964), 417.
- [10] Бояркина, А. Н., *Изв. АН СССР*, **28** (1964), 337.
- [11] Elliott, J. P., *Proc. Roy. Soc.*, **218** (1953), 345.
- [12] Yoshida, S., *Nucl. Phys.*, **33** (1962), 685; Lin, C. L. and Yoshida, S., *Prog. Theor. Phys.*, **32** (1964), 885; Rook, J. R. and Mitra, D., *Nucl. Phys.*, **51** (1964), 96; Bereg, P., Neudachin, V. G. and Smirnov, Yu. F., *Nucl. Phys.*, **60** (1964), 305; Glendenning, N. K., *Phys. Rev.*, **137** (1965), B102.