

记忆粒子模型中包含复杂粒子炮弹与 出射粒子的预平衡发射研究

缪容之*

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

本文讨论了记忆粒子模型中复杂粒子发射几率及复杂炮弹入射引起的初值问题;提出了 $m-r$ 系合作发射机制;计算结果与实验符合良好。

一、复杂粒子的发射几率

1. 基本思想

在本文中,我们将以改进的 C.K.Cline 的方式把记忆粒子模型研究^[1]扩展到复杂粒子发射,其基本点是:

1) 讨论一个入射 α 粒子 ($p_\alpha = \pi_\alpha + \nu_\alpha$)、出射 β 粒子 ($p_\beta = \pi_\beta + \nu_\beta$) 的过程,应以系统区分中子、质子的态密度为基础。

2) 在一系列中间态跃迁后,系统内形成一个能量为 $\tilde{\epsilon}_\beta = \epsilon_\beta + B_\beta = (E - U)$ 的 β 粒子集团;在它形成到被发射这段时间间隔中这 p_β 个核子不与其余 $(n - p_\beta)$ 个核子碰撞;即在核内形成了两个互不交换粒子与能量的 β 集团与余核 R , 它们构成了准复合系统 QC , QC 还能进一步划分为两个亚系统: $QCI = (\beta' + R)$ 与 $QCII = (\beta + R)$. β' 与 β 有相同的核子 p_β 与能量 $\tilde{\epsilon}_\beta$. 但在准自由粒子 β 中 p_β 个核子分布在 β 的基态能级上,其状态数 $N_\beta = 1$; 而在 β' 集团中 p_β 个核子可以分布在 $[B_{\pi,\nu}, \epsilon_\beta + B_\beta]$ 的任意能级上,其状态数 $N_{\beta'} = \frac{\omega(\pi_{\beta,0}, \nu_{\beta,0}, \tilde{\epsilon}_\beta)}{g_{\pi,\nu}}$. 这里 ϵ_β, B_β 是 β 粒子动能与它在系统中的分离能

中较大者; $g_{\pi,\nu} \equiv g_\pi \approx g_\nu$ 是区分中子、质子的单粒子态密度. 我们假定复杂粒子出射经由下列步骤: 复合系统 $C \rightarrow$ 准复合系统 $QCI \rightarrow$ 准复合系统 $QCII \rightarrow$ 剩余系统 U (余核 $R +$ 自由粒子 β).

3) 在系统演变的各阶段,细致平衡原理成立。

4) 我们保留因子 $\left[\gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} \right]^{[2]}$, 这个因子是有争议的^[3,4], 但我们在文献 [5]中已根据上述思想证明它确实存在。

* 现在宁波大学物理系。

本文 1988 年 6 月 26 日收到。

2. m 系发射 β 粒子的几率

我们分 m 粒子数 $p_m \cong p_\beta$ 三种情况来讨论处于 (p_m, p_r, h, E) 的系统由 m 系发射 β 粒子的几率。显然, 当 $p_m < p_\beta$ 时 $W_{\alpha\beta}^{(m)}(n, E) = 0$; 而在 $p_m = p_\beta$ 时, 只有当 m 系能量 $E_m(n) = \tilde{\epsilon}_\beta$ 才有可能。这种情况我们已在文[1]中就 $p_m = p_\beta = 1$ 讨论过了。在这里主要就 $p_m > p_\beta$ 情况作推导, 然后给出 $W_{\alpha\beta}^{(m)}$ 的普遍表示。

设 $(i, j, E_m) = (i, p_m - i, E_m)_m \cdot (\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, E - E_m)_r$, 是具有确定 m 系能量 E_m 的复合系统 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的一个区分中子、质子的确定态, 其出现几率为:

$$Q_{ii} = \frac{\omega_m(i, p_m - i, E_m) \cdot \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, E - E_m)}{\sum_{ij} \omega_m(i, p_m - i, E_m) \cdot \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m)},$$

在 (i, j, E_m) 态由 m 系发射 β 粒子过程应服从下面的细致平衡方程:

$$\begin{cases} N_C \cdot W_{C \rightarrow QCI} = N_{QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow C}; & N_{QCI} W_{QCI \rightarrow QCH} = N_{QCH} W_{QCH \rightarrow QCI}; \\ N_{QCH} \cdot W_{QCH \rightarrow U} = N_U W_{U \rightarrow QCH}; \\ N_C = \omega_m(i, p_m - i, E_m) \cdot \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m) dE_m; & N_{QCI} = N_R \cdot N_{\beta'} \cdot N_{QCH} = N_R \cdot N_\beta, N_U = N_R \cdot \omega(\epsilon_\beta), \\ N_R = \omega_m(i - \pi_\beta, p_m - i - \nu_\beta, E_m - \tilde{\epsilon}_\beta) \cdot \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m) dE_m; & \omega(\epsilon_\beta) = \frac{V(2s_\beta + 1)(2\mu)^{3/2}}{4\pi^2 \hbar^3} \epsilon_\beta^{[6]}. \end{cases}$$

这里 $W_{k \rightarrow i}$ 是单位时间由系统 k 的任一态向系统 i 跃迁的几率; N_k 是 k 的状态数, 故 (i, j, E_m) 态由 m 发射 β 的几率为:

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(i, j, E_m) > = W_{C \rightarrow QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow QCH} \cdot W_{QCH \rightarrow U} = \frac{N_U}{N_C} W_{U \rightarrow QCH} \cdot W_{QCH \rightarrow QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow C}, \quad (1.1.a)$$

其中 $W_{U \rightarrow QCH} \cong \frac{\nu_\beta \sigma_\beta(\epsilon_\beta)}{V}$ [6]。在工作[5]中, 我们已经证明:

$$W_{QCH \rightarrow QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow C} = \gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, \tilde{\epsilon}_\beta)}{g_{\pi, \nu}} \equiv \tilde{\gamma}_\beta$$

表示单位时间内核内准自由粒子 β 退化为 β' 集团, 最后被完全分解的几率。这个量除了依赖于 $\frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, \tilde{\epsilon}_\beta)}{g_{\pi, \nu}}$ 外, 还依赖于 $\sqrt{\epsilon_\beta}$, 这一点我们在另一工作中讨论, 在本文 γ_β 仍作常数处理, 故

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(i, j, E_m) > = \left[\frac{(2s_\beta + 1) \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_\beta(\epsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, \tilde{\epsilon}_\beta)}{g} \cdot \frac{\omega_m(i - \pi_\beta, p_m - i - \nu_\beta, E_m - \tilde{\epsilon}_\beta)}{\omega_m(i, p_m - i, E_m)}.$$

而复合系统 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 由 m 系发射 β 的几率

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m} > = \sum_{ij} W_{\alpha\beta}^{(m)}(i, j, E_m) > \cdot Q_{ii},$$

即

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m, >} = \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \gamma_\beta \cdot \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, \tilde{\varepsilon}_\beta)}{g_{\pi, \nu}}$$

$$\cdot \frac{\sum_{i,j} \omega_m(i - \pi_\beta, p_m - i - \nu_\beta, E_m - \tilde{\varepsilon}_\beta) \cdot \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m)}{\sum_i \omega_m(i, p_m - i, E_m) \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m)}$$

改写为不区分中子、质子的态密度形式:

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m, >} = \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, \tilde{\varepsilon}_\beta)}{g}$$

$$\cdot \frac{\omega_m(p_m - p_\beta, E_m - \tilde{\varepsilon}_\beta)}{\omega_m(p_m, E_m)} \cdot R_{\alpha\beta, >}^{(m)} \cdot f_g$$

$$R_{\alpha\beta, >}^{(m)} = \frac{p_\beta!}{\pi_\beta! \nu_\beta!} \frac{(p_m - p_\beta)!}{p_m!}$$

$$\cdot \frac{\sum_{j=C}^D \sum_{i=E}^F \Theta(F - E)}{(i - \pi_\beta)! (p_m - i - \nu_\beta)! (\pi_\alpha + j - i)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j)! (p - p_\alpha - j)!}$$

$$\cdot \frac{1}{\sum_{j=0}^{p-p_\alpha} \sum_{i=A}^\beta i! (p_m - i)! (\pi_\alpha + j - i)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j)! (p - p_\alpha - j)!}$$

$$\cdot \Theta(D - C) \tag{1.1.b}$$

$$A \equiv \max\{0, \pi_\alpha + j - p_r\}, B \equiv \min\{p_m, \pi_\alpha + j\}, C \equiv \max\{0, \pi_\beta - \pi_\alpha\},$$

$$D \equiv \min\{p - p_\alpha, p - \pi_\alpha - \nu_\beta\}$$

$$E \equiv \max\{\pi_\beta, \pi_\alpha + j - p_r\}, F \equiv \min\{p_m - \nu_\beta, \pi_\alpha + j\}, f_g = \frac{g}{g_{\pi, \nu}} \simeq 2$$

这里 Θ 是亥维赛函数¹⁾。A、B 的取值保证 (i, j, E_m) 是 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的一个可能存在的确定态; C、D、E、F 取值保证在 (i, j, E_m) 中系统有足够的中子、质子供 m 系作 β 粒子发射。而在 (p_m, p_r, h, E) 中 m 系发射 β 粒的几率 ($p_m > p_\beta$) 应为:

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{>} = \int_\rho^E dE_m, P_n(E_m) W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m, >};$$

$$\rho = \tilde{\varepsilon}_\beta \Theta(\tilde{\varepsilon}_\beta - kE) + kE \Theta(kE - \tilde{\varepsilon}_\beta) - \delta_{\tilde{\varepsilon}_\beta, kE} \cdot \tilde{\varepsilon}_\beta$$

这里, $P_n(E_m)$ 是在态 (p_m, p_r, h, E) 中出现 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的几率^[1], 而引入 ρ 是考虑到 m 系的能量限制: $E_m \in [kE, E]$ ^[1]。最后得到

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{>} = \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right]$$

$$\cdot \left[\frac{(n - 1)! p_m!}{p_\beta! (p_\beta - 1)! (p_m - p_\beta)! (n - p_\beta - 1)!} \right]$$

$$\cdot \left(\frac{\tilde{\varepsilon}_\beta}{E} \right)^{p_\beta - 1} \left(1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_\beta}{E} \right)^{n - p_\beta - 1} \frac{f_g A_{>}^{(m)} \gamma_\beta R_{\alpha\beta, >}^{(m)}}{g E \beta_n}$$

$$A_{>}^{(m)} = \Theta(\tilde{\varepsilon}_\beta - kE) + [\Theta(kE - \tilde{\varepsilon}_\beta) - \delta_{kE, \tilde{\varepsilon}_\beta}] \left[1 - \frac{(n - p_\beta - 1)!}{(p_m - p_\beta - 1)!} \right]$$

1) $\Theta(x) = \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0 \end{cases}$

$$\left[\sum_{j=0}^{p_r+h-1} \frac{(-1)^j \left(\frac{kE - \tilde{\epsilon}_\beta}{E - \tilde{\epsilon}_\beta} \right)^{p_m - p_\beta + j}}{(p_m - p_\beta + j)} \right] \quad (1.1.c)$$

$$B_n = \left[1 - \frac{(n-1)!}{(p_m-1)!} \sum_{j=0}^{p_r+h-1} \frac{(-1)^j k^{p_m+j}}{(p_m+j)(p_r+h-j-1)!j!} \right], \quad k = \frac{p_m}{n}$$

类似地,可以得到 $p_m = p_\beta$ 时的发射几率. 因此,对于 $p_m \geq p_\beta$ 时普适的 m 系发射 β 粒子的几率为

$$\left\{ \begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E) &= \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_\beta(\epsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \\ &\cdot \left[\frac{(n-1)! p_m!}{p_\beta! (p_\beta - 1)! (p_m - p_\beta)! (n - p_\beta - 1)!} \right] \\ &\cdot \left(\frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{p_\beta - 1} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{n - p_\beta - 1} \frac{\gamma_\beta f_g A^{(m)}}{g E B_n} R_{\alpha\beta}^{(m)}. \\ R_{\alpha\beta}^{(m)} &= [\Theta(p_m - p_\beta) - \delta_{p_m, p_\beta}] R_{\alpha\beta, >}^{(m)} + \delta_{p_m, p_\beta} R_{\alpha\beta, =}^{(m)} \\ R_{\alpha\beta, =}^{(m)} &= \frac{1}{\pi_\beta! \gamma_\beta!} \\ &\cdot \frac{\sum_{j=C}^{D_1} 1}{(\pi_\alpha + j - \pi_\beta)! j! (p_r + \pi_\beta - \pi_\alpha - j)! (p - p_\alpha - j)!} \\ &\cdot \frac{1}{\sum_{i=0}^{p-p_\alpha} \sum_{j=A}^{\beta} i! (p_m - i)! (\pi_\alpha + j - i)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j)! (p - p_\alpha - i)!} \\ &\cdot \Theta(D_1 - C), D_1 = \min\{p - p_\alpha, p - \pi_\alpha - \nu_\beta, p_r + \pi_\beta - \pi_\alpha\}, \\ R_{\alpha\beta, >}^{(m)} &- \text{见 (1.1.b); } A, B, C \text{ 见 (1.1.b)} \\ A^{(m)} &= \Theta(p_m - p_\beta) \left\{ \delta_{p_m, p_\beta} \Theta(\tilde{\epsilon}_\beta - kE) + (1 - \delta_{p_m, p_\beta}) \left[\Theta(\tilde{\epsilon}_\beta - kE) \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + (\Theta(kE - \tilde{\epsilon}_\beta) - \delta_{kE, \tilde{\epsilon}_\beta}) \left(1 - \frac{(n - p_\beta - 1)!}{(p_m - p_\beta - 1)!} \right) \right] \right\} \\ &\quad \left. \left. \sum_{j=0}^{p_r+h-1} \frac{(-1)^j \cdot \left(\frac{kE - \tilde{\epsilon}_\beta}{E - \tilde{\epsilon}_\beta} \right)^{p_m - p_\beta + j}}{(p_m - p_\beta + j)(p_r + h - j - 1)! j!} \right) \right\} \\ B_n &- \text{见 (1.1.c)} \end{aligned} \right. \quad (1.1.d)$$

3. r 系发射 β 粒子几率

当 $p_r < p_\beta$ 时 $W_{\alpha\beta}^{(r)} = 0$; 当 $p_r \geq p_\beta$ 但 $\tilde{\epsilon}_\beta > (1 - kE)$ 时 $W_{\alpha\beta}^{(r)} = 0$. 因此,一般地

$$\left\{ \begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m, p_r, h, E) &= \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_\beta(\epsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \\ &\cdot \left[\frac{(h-1)! p_r!}{p_\beta! (p_\beta - 1)! (p_r - p_\beta)! (n - p_\beta - 1)!} \right] \\ &\cdot \left(\frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{p_\beta - 1} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{n - p_\beta - 1} \frac{\gamma_\beta f_g A^{(r)}}{g E B_n} R_{\alpha\beta}^{(r)} \end{aligned} \right.$$

$$\left. \begin{aligned}
 R_{\alpha\beta}^{(r)} &= \frac{p_\beta!}{\pi_\beta! \nu_\beta!} \frac{(p_r - p_\beta)!}{p_r!} \\
 &\cdot \sum_{j=c}^D \sum_{i=E_1}^{F_1} \frac{\Theta(F_1 - E_1)}{i!(p_m - i)!(\pi_\alpha + j - i - \pi_\beta)! j!(p_r + i - \pi_\alpha - j - \gamma_\beta)!(p - p_\alpha - j)!} \\
 &\cdot \sum_{j=0}^{p-p_\alpha} \sum_{i=A}^B \frac{1}{i!(p_m - i)!(\pi_\alpha + j - i)! j!(p_r + i - \pi_\alpha - j)!(p - p_\alpha - j)!} \\
 &\cdot \Theta(D - C) \tag{1.2} \\
 E_1 &= \max\{0, \pi_\alpha + j + \nu_\beta - p_r\}, F_1 = \min\{p_m, \pi_\alpha + j - \pi_\beta\}, A, B, C, \\
 &D; \text{ 见 (1.1.b)} \\
 A^{(r)} &= \Theta(p_r - p_\beta) \Theta[(1 - k)E - \tilde{\epsilon}_\beta] \left[\frac{(n - p_\beta - 1)!}{(p_r + h - p_\beta - 1)!} \right. \\
 &\cdot \left. \sum_{j=0}^{p_m-1} \frac{(-1)^j \cdot \left(\frac{(1 - k)E - \tilde{\epsilon}_\beta}{E - \tilde{\epsilon}_\beta} \right)^{p_r + h - p_\beta + j}}{(p_r + h - p_\beta + j)(p_m - 1 - j)! j!} \right]
 \end{aligned} \right\}$$

4. m 系与 r 系合作发射 β 粒子的几率

设 m 系与 r 系合作发射 β 粒子, 其中 m 系供应粒子与能量为

$$\bar{k} = (k_\pi + k_\nu) \text{ 及 } \alpha \tilde{\epsilon}_\beta = \frac{\bar{k}}{p_\beta} \tilde{\epsilon}_\beta,$$

而 r 系贡献为 $(p_\beta - \bar{k})$ 及 $(1 - \alpha)\tilde{\epsilon}_\beta$, 那末, 只有下面条件时合作发射才是可能的:

- (1) \bar{k} 个 m 子与 $(p_\beta - \bar{k})$ 个 r 子必须有共同的发射方向
- (2) \bar{k} 满足: $1 \leq \bar{k} \leq p_\beta - 1$, $\bar{k} \leq p_m$, $p_\beta - \bar{k} \leq p_r$, 即

$$\max\{1, p_\beta - p_r\} \equiv \bar{k}_A \leq \bar{k} \leq \bar{k}_B \equiv \min\{p_m, p_\beta - 1\} \tag{1.3.a}$$

- (3) $kE \geq \alpha \tilde{\epsilon}_\beta$ (当 $\bar{k} = p_m$); $(1 - k)E \leq (1 - \alpha)\tilde{\epsilon}_\beta$ (当 $\bar{k} \leq p_m$)

对于确定的 \bar{k} , 由类似前面讨论得到

$$\left. \begin{aligned}
 W_{\alpha\beta}^{(m-r)}(p_m, p_r, h, E)_{\bar{k}} &= \left[\frac{(2s_\beta + 1) \mu_\beta \epsilon_\beta \Theta_\beta(\epsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \\
 &\cdot \left[\frac{(n - 1)! p_m! p_r!}{p_\beta! (p_\beta - 1)! (p_m - \bar{k})! (p_r + \bar{k} - p_\beta)! (n - p_\beta - 1)!} \right] \\
 &\cdot \left(\frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{p_\beta - 1} \left(1 - \frac{\tilde{\epsilon}_\beta}{E} \right)^{n - p_\beta - 1} \frac{\gamma_\beta \int_g A^{(m-r)}}{g E \beta_n} R_{\alpha\beta, \bar{k}}^{(m-1)}, \\
 R_{\alpha\beta, \bar{k}}^{(m-r)} &= \frac{p_\beta! (p_m - \bar{k})! (p_r + \bar{k} - p_\beta)!}{\pi_\beta! \nu_\beta! p_m! p_r!} \\
 &\cdot \sum_{k_\pi=0}^G \sum_{j=c}^D \sum_{i=E_2}^{F_2} \frac{\Theta(F_2 - E_2) \Theta(D - C)}{i!(p_m - i)!(\pi_\alpha + j + k_\pi - i - \pi_\beta)! j!(p_r + i + \bar{k} - \pi_\alpha - j - \gamma_\beta - k_\pi)!(p - p_\alpha - i)!} \\
 &\cdot \sum_{j=0}^{p-p_\alpha} \sum_{i=A}^B \frac{1}{i!(p_m - i)!(\pi_\alpha + j - i)! j!(p_r + i - \pi_\alpha - j)!(p - p_\alpha - j)!} \\
 E_2 &= \max\{k_\pi, \pi_\alpha + \nu_\beta + j + k_\pi - \bar{k} - p_r\}, F_2 = \min\{p_m + k_\pi - \bar{k},
 \end{aligned} \right\} \tag{1.3.b}$$

$$\left. \begin{aligned} & \pi_\alpha + j + k_\pi - \pi_\beta, G = \min\{\pi_\beta, \bar{k}\}, \\ & A^{(m-r)} = \Theta(p_m - \bar{k}) \left\{ \delta_{p_m, \bar{k}} \Theta(\alpha \tilde{\epsilon}_\beta - kE) + (1 - \delta_{p_m, \bar{k}}) \left[\Theta(\alpha \tilde{\epsilon}_\beta - kE) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + (\Theta(kE - \alpha \tilde{\epsilon}_\beta) - \delta_{RE, \alpha \tilde{\epsilon}_\beta}) \cdot \left(1 - \frac{(h - p_\beta - 1)!}{(p_m - \bar{k} - 1)!} \right) \right. \right. \\ & \quad \left. \left. \cdot \sum_{i=0}^{(p_r + h + \bar{k} - p_\beta - 1)} \frac{(-1)^i \cdot \left(\frac{kE - \alpha \tilde{\epsilon}_\beta}{E - \tilde{\epsilon}_\beta} \right)^{p_m - \bar{k} + i}}{(p_m - \bar{k} + i)(p_r + h + \bar{k} - p_\beta - 1 - i)! j!} \right] \right\}. \end{aligned} \right\}$$

合作发射总几率为:

$$W_{\alpha\beta}^{(m-r)}(p_m, p_r, h, E) = \sum_{\bar{k}=k_A}^{\bar{k}_B} W_{\alpha\beta}^{(m-r)}(p_m, p_r, h, E)_{\bar{k}} \quad (1.3.c)$$

合作发射双微分截面及复杂粒子总双微分截面为

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\epsilon_\beta, \theta)^{(m-r)}}{d\epsilon_\beta d\Omega} &= \sigma_\alpha \sum_n T_{m-r}(h, \theta) W_{\alpha\beta}^{(m-r)}(p_m, p_r, h, E); T_{m-r}(n, \theta) \\ &\approx \frac{T_m(n, \theta)}{T(n)} \cdot T_r(n, \theta)^{[1]} \end{aligned} \right. \quad (1.3.d)$$

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\epsilon_\beta, \theta)^{\text{total}}}{d\epsilon_\beta d\Omega} &= \sum_i \frac{d^2\sigma(\epsilon_\beta, \theta)^{(i)}}{d\epsilon_\beta d\Omega} \quad (i = m, r, m-r) \end{aligned} \right. \quad (1.3.e)$$

二、复杂粒子炮弹入射的初值问题

由于首次碰撞的随机性质使得多核子入射的复合系统在 $t=0$ 时刻的态-角占据行为有统计性质。

一个 α 粒子入射时参与它与靶核间首次碰撞的核子可能有 k 对 (几率为 P_k) 从而激发出 j 对粒子-空穴对 (几率为 $x_k^j, j=0, 1, 2, \dots, k$) 则系统可能的初激子数 $n_0 = p_\alpha + 2j, j=0, 1, \dots, k$, 其几率为^[7]

$$\begin{aligned} h_k(n_0) &= P_k x_k^{\frac{n_0 - p_\alpha}{2}}; P_k = C_{p_\alpha}^k c^k, \sum_{k=1}^{p_\alpha} P_k = 1; \\ x_k^j &= \frac{\frac{k!}{(k-j)! j!} \left(\frac{gE}{2p_\alpha} \right)^{2j}}{\sum_{j=0}^k \frac{k!}{(k-j)! j!} \left(\frac{gE}{2p_\alpha} \right)^{2j}}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

这参与首次碰撞的 k 个人射核子与未参与首次碰撞的 $(p_\alpha - k)$ 个人射核子对系统在 $t=0$ 时刻的态-角占据几率的影响是不同的。前者与靶核粒子交换能量, 从而产生了 k 个始祖 m 粒子与 k 个始祖 r 粒子, 它们分别以

$$g_m(n, \Omega_m, t=0) = \frac{2}{\pi} \cos \theta_m \Theta \left(\frac{\pi}{4} - \theta_m \right) = \sum_i \eta_c^{(m)}(n, t=0) P_c(\cos \theta_m);$$

$$\begin{aligned}
 q_r(n, \Omega_r, t=0) &= \frac{2}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sin \theta_r \Theta \left(\frac{\pi}{2} - \theta_r\right) \Theta \left(\theta_r - \frac{\pi}{4}\right) \\
 &= \sum_c \eta_c^{(r)} P_c(\cos \theta_r),
 \end{aligned} \tag{2.2.a}$$

的几率散射; 而其余 $(p_\alpha - k)$ 个核子则继续以平面波向前传播, 即在 $t=0$ 时另有 $(p_\alpha - k)$ 个 m 粒子按下述几率散射^[8]:

$$\begin{aligned}
 q_{mp}(h, \Omega_m, t=0) &= \frac{4}{\pi} (2 \cos^3 \theta_m - \cos \theta_m) \Theta \left(\frac{\pi}{4} - \theta_m\right) \\
 &= \sum_c \eta_c^{(mp)} P_c(\cos \theta_m),
 \end{aligned} \tag{2.2.b}$$

这里

$$\left\{ \begin{aligned}
 \eta_c^{(m)}(n, t=0) &= \frac{(2l+1)}{4\pi} \mu_c; \quad \mu_c = \int_{-1}^{+1} h^{(m)}(x) P_c(x) dx; \\
 h^{(m)}(x) &= \int_0^{2\pi} G_{mm}(\Omega'_m, \Omega_m) d\phi^{[1]}, \\
 \eta_c^{(r)} &= \frac{(2l+1)}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \theta_r P_c(\cos \theta_r) d\theta_r^{[1]}, \\
 \eta_c^{(mp)} &= \frac{(2l+1)}{4\pi} \rho_c; \quad \rho_c = 2\pi \int_0^\pi q_{mp}(n, \Omega_m, t=0) P_c(\cos \theta_m) \sin \theta_m d\theta_m^{[8]}.
 \end{aligned} \right. \tag{2.2.c}$$

因此, 对于一个确定的首次碰撞组态 (n_0, k) 其相应的 m, r 粒子的初值条件为

$$\left\{ \begin{aligned}
 q_m^{(n_0, k)}(n, \Omega_m, t=0) &= \delta_{n, n_0} \left[\frac{k}{p_\alpha} q_m(n, \Omega_m, t=0) \right. \\
 &\quad \left. + \frac{p_\alpha - k}{p_\alpha} q_{mp}(n, \Omega_m, t=0) \right] \\
 q_r^{(n_0, k)}(n, \Omega_r, t=0) &= \delta_{n, n_0} \cdot \frac{k}{p_\alpha} q_r(n, \Omega_r, t=0)
 \end{aligned} \right. \tag{2.3.a}$$

或以系数态-角占据几率初值条件表示

$$\left\{ \begin{aligned}
 \tilde{\eta}_c^{(m)(n_0, k)}(n, t=0) &= \left(\frac{k}{p_\alpha} \eta_c^{(m)}(n, t=0) + \frac{p_\alpha - k}{p_\alpha} \eta_c^{(mp)} \right) \delta_{n, n_0} \\
 &= \frac{(2l+1)}{4\pi} \left(\frac{k}{p_\alpha} \mu_c + \frac{p_\alpha - k}{p_\alpha} \rho_c \right) \delta_{n, n_0} \\
 \tilde{\eta}_c^{(r)(n_0, k)}(n, t=0) &= \frac{k}{p_\alpha} \eta_c^{(r)} \delta_{n, n_0}
 \end{aligned} \right. \tag{2.3.b}$$

以 $\tilde{\eta}_c^{(m)(n_0, k)}(n, t=0)$ 、 $\tilde{\eta}_c^{(r)(n_0, k)}(n, t=0)$ 分别代替[1]中的 $\eta_c^{(m)}(n, t=0)$ 及 $\eta_c^{(r)}$, 由连分数法容易获得在 (n_0, k) 组态下的 m, r 粒子的态-角占据几率的系数时间积分解 $\xi_c^{(m)(n_0, k)} \times (n)$ 与 $\xi_c^{(r)(n_0, k)}(n)$ ^[1]. 于是有

$$T_i(n, \theta)^{(n_0, k)} = \sum_c \xi_c^{(i)(n_0, k)}(n) P_c(\cos \theta), (i = m, r);$$

$$T_{m-r}^{(n_0, k)} \approx \frac{T_m^{(n_0, k)}(n, \theta)}{T^{(n_0, k)}} \cdot T_r^{(n_0, k)}(n, \theta) \quad (2.4.a)$$

这里 $T(n)^{(n_0, k)} = \int_0^\infty P^{(n_0, k)}(n, t) dt$. 在 (n_0, k) 组态下的双微分截面为:

$$\begin{cases} \left[\frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)^{(i)}}{d\varepsilon_\beta d\Omega} \right]^{(n_0, k)} = \sum_h T_i(n, \theta)^{(n_0, k)} W_{\alpha\beta}^{(i)}(p_m, p_r, h, E); (i = m, r, m-r) \\ \left[\frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)}{d\varepsilon_\beta d\Omega} \right]^{(n_0, k)} = \sum_i \left[\frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)^{(i)}}{d\varepsilon_\beta d\Omega} \right]^{(n_0, k)} (i = m, r, m-r) \end{cases} \quad (2.4.b)$$

最后, 对一切可能的 (n_0, k) 组态 ($n_0 = p_\alpha, p_\alpha + 2, \dots, 3p_\alpha, k = 1, 2, \dots, p_\alpha$), 有

$$\frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)}{d\varepsilon_\beta d\Omega} = \sum_{n_0} \sum_k P_k x_k^{\frac{n_0 - p_\alpha}{2}} \left[\frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)}{d\varepsilon_\beta d\Omega} \right]^{(n_0, k)} \quad (2.4.c)$$

三、计算与讨论

1. $^{54}\text{Fe}(p, \alpha), 29\text{MeV}$

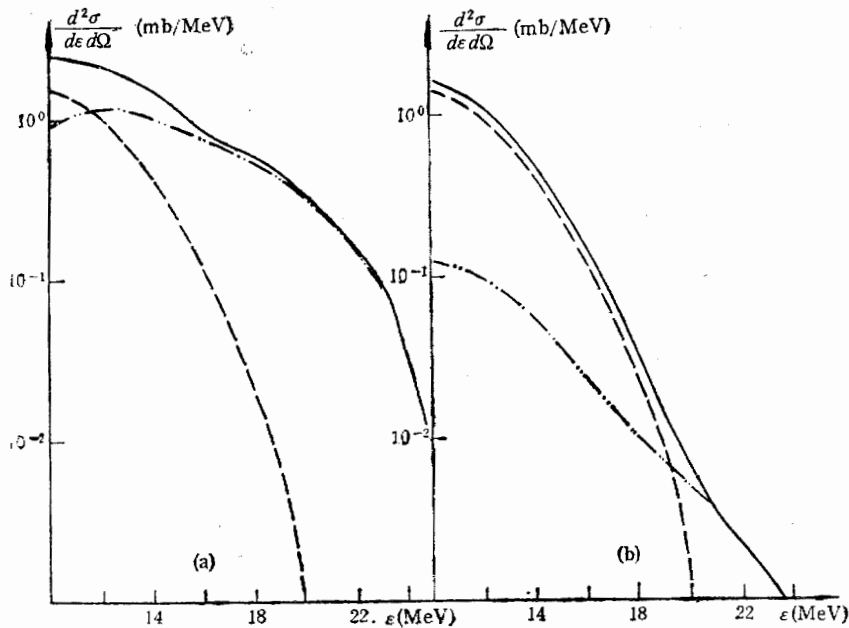


图1 $^{54}\text{Fe}(p, \alpha), 29\text{MeV}$ 的双微分截面

(a) $\theta = 18^\circ$ (b) $\theta = 144^\circ$

—total, ---m-r, -.-r

图1(a)、(b)分别给出了 $\theta = 18^\circ, 144^\circ$ 的双微分截面, 三条曲线分别代表总双微分截面, $m-r$ 贡献及 r 贡献. 由于 $p_m = 1 < p_\beta = 4$, 故无 m 贡献. 由于较小的角度 $\theta = 18^\circ$, 低 n 贡献是主要的, 在低能端 r 与 $m-r$ 是相互竞争的; 而在中高能端由于 $W^{(m-r)} \gg W^{(r)}$, 使双微分截面的 $m-r$ 分量占绝对优势. 而对于大角度 $\theta = 144^\circ$, 高 n 态贡献是主要的, $T_r \gg T_{m-r}$, 而发射几率又是可以竞争的, 故除了高能端, 双微分截面 r 贡献是

主要的。

图 2 给出了该反应的能谱。图 2(a)是本模型计算结果, 三条曲线分别给出了总能谱及 $m-r, r$ 分量。粗实线是实验值^[9]。由拟合实验提取 $\gamma_a \approx 6.2 \times 10^{-1}$ 。作为一种对比, 图 2(b)是文献[10]以激子模型拟合高能端, 蒸发模型拟合低能端再迭加而成的, 可以

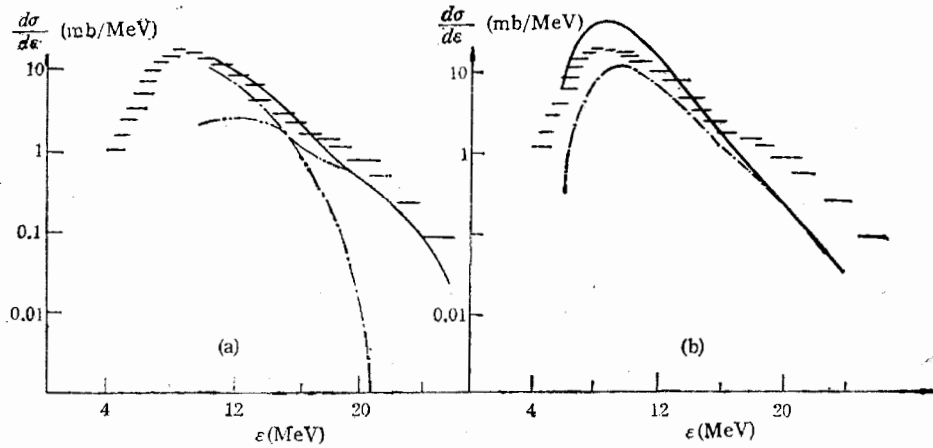


图 2 $^{24}\text{Fe}(p, \alpha), 29\text{MeV}$ 能谱

(a) 本计算 (b) Ref. [10]

——total, $m-r$, ---- r , ——total, -·-·-预平衡, ——实验值^[9]

看到它的高能端严重低落而低能头又抬得太高。与图 2(b) 比较, 图 2(a) 的拟合就比较令人满意了。值得注意的是它是 r 与 $m-r$ 一次调参得到的。

2. $^{56}\text{Fe}(\alpha, \alpha'), 41.14\text{MeV}$

这个反应 $p_m = p_\beta = 4$, 炮弹与出射粒子都是复杂粒子。图 3(a) 计算了 $\theta = 40^\circ$,

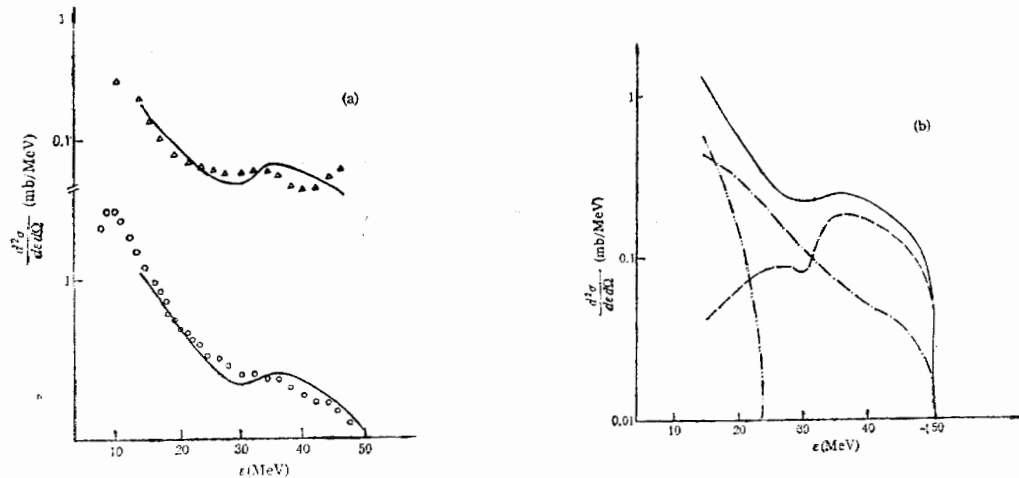


图 3 $^{56}\text{Fe}(\alpha, \alpha'), 41.14\text{MeV}$ 的双微分截面

(a) Δ 实验值^[11], 40° (b) $\theta = 60^\circ$

\circ 实验值^[11], 60° ——total, ---- m , r , -·-·- $m-r$

60° 的双微分截面,与实验值^[11]拟合良好. 图 3(b) 就 $\theta = 60^\circ$ 的双微分截面给出了其各分量,可以看到在 高能端 m 发射占绝对优势;在低能头 r 贡献是主要的;而中间能区则由 $m-r$ 扮演最重要的角色.

3. 讨论

1) 本工作是只考虑单进单出的记忆粒子模型^[1]研究的一个扩展;与[1]相比,这里出现了一个新的 $m-r$ 合作发射机制,它在中间能区将发挥重要作用.

2) 对反应 $^{56}\text{Fe}(\alpha, \alpha'), 41.14\text{MeV}$ 的 $\tilde{E}_m(n)$ 及 α_n 的数值计算表明^[12],在多核子入射条件下, m 系能量 $E_m(n)$ 对其平衡能量 $\frac{p_m}{n} E$ 的偏离更强烈了. 而在第二节我们指出,在多核子入射条件下由于核子首次碰撞过程的随机性,使 $(p_\alpha - k)$ 个 m 粒子将沿入射方向以平面波传播,从而使系统对入射方向有更强的记忆. 这两个不同侧面说明了同一件事,即高能的多核子入射将大大加剧系统的非平衡特征,这是传统激子模型无法说明的.

感谢石油部地球物理勘探研究院算题组李振苍、王德普工程师热情讨论.

参 考 文 献

- [1] 缪容之“预平衡发射研究中心的记忆粒子模型”高能物理与核物理,(待发表).
- [2] G. Ritansky et al., *Phys. Lett.*, **45B**(1973), 318.
- [3] C. Kalbach, *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1547.
- [4] A. Iwamoto, *Phys. Rev.*, **C26**(1982), 1821.
- [5] 缪容之等 高能物理与核物理, **10**(1986), 82.
- [6] C.K.Cline and M.Blann, *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 225.
- [7] 缪容之等 高能物理与核物理, **8**(1984), 740.
- [8] 缪容之等“广义激子模型中的初值问题”,高能物理与核物理,(待发表).
- [9] F.E. Bertrand et al., Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-4450, (1969).
- [10] C.K.Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417.
- [11] A.Cherrarier et al., *Phys. Rev.*, **C11** (1975), 886.
- [12] 缪容之,“记忆粒子模型中碰撞比 α 的数值获取”,未发表.

A STUDY OF PRE-EQUILIBRIUM EMISSION INVOLVING COMPLEX PROJECTILE AND EMITTED PARTICLE IN MEMORY MODEL

MIAO RONGZHI

(Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou)

ABSTRACT

The emission rate of complex particle and problem of initial value induced by complex projectile in memory particle model are discussed, the mechanism of $m-r$ cooperation emission is proposed. The fit of the calculation results with experimental data is good.