

# 预平衡统计模型中复杂粒子发射的研究

廖容之 吴国华

(中国科学院近代物理研究所)

## 摘 要

本文提出了预平衡发射过程中准复合系统概念。考虑了中子、质子的可区分性,由细致平衡原理给出了复杂粒子发射几率公式,证明了因子  $[\gamma_\beta \omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)/g_{\pi, \nu}]$  的存在。计算表明,理论结果与实验拟合良好,在能谱高能部份有明显改善。

## 一、引言——问题的提出<sup>①</sup>

复杂粒子出射几率是激子模型中重要而处理不太成功的问题<sup>[1,2]</sup>,至今还没有一个获得一致公认的理论公式<sup>[2-5]</sup>。I. Ribansky 等人<sup>[3]</sup>曾提出以因子  $\left[ \gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} \right]$  来代替 C. K. Cline<sup>[2]</sup>的经验因子  $p_\beta^1$ , J. R. Wu 等人<sup>[4]</sup>也作了类似的工作。他们的努力都能使能谱的高能端得到一些改善。

但是他们的工作<sup>[3,4]</sup>招致了 C. Kalbach<sup>[5]</sup>的批评。Kalbach 曾证明,在发射几率公式中如果存在因子  $\left[ \gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} \right]$ ,则将破坏由复合系统到剩余系统过渡的细致平衡原理。

C. Kalbach 的批评是有道理的。但是,对于复杂粒子发射,复合系统果真是直接向剩余系统过渡的吗?这是问题的症结所在。

在第二节我们将提出准复合系统概念。在区分中子、质子的前提下,我们在第三节由细致平衡原理证明了发射几率公式中因子  $\left[ \gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}} \right]$  的存在。在第四节给出了复杂粒子发射几率公式。

## 二、两个基本出发点

本工作基本出发点是:

### 1. 激子态描述必须考虑中子、质子可区分性

考察入射  $\alpha$  粒子 ( $p_\alpha = \pi_\alpha + \nu_\alpha$ ) 出射  $\beta$  粒子 ( $p_\beta = \pi_\beta + \nu_\beta$ ) 的过程。对于靶核中有

① 本文1984年4月20日收到。

1) 本文中符号含义,除非特别说明将与文献[1-3]保持一致。

$i$  个质子被激发到费米面以上的复合系统的激子态 ( $i$  组态) 以  $(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E)$  表征, 余核以  $(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)$  表征.

## 2. 准复合系统假设.

入射的  $p_\alpha$  个核子经过一系列两体碰撞后, 在核内形成了一个由  $p_\beta$  个核子组成的能量为  $(E - U) = (\epsilon_\beta + B_\beta)$  的  $\beta$  粒子集团. 在它形成到最后被发射出去这段短暂的时间中, 这  $p_\beta$  个核子将不再与其余  $(n - p_\beta)$  个激子交换能量, 即在核内形成了由两个互不交换能量的  $\beta$  粒子集团和  $R$  余核集团构成的准复合系统 (quasi-composite system).

我们还可以进一步把准复合系统 QC 划分为两个亚系统 QCI 及 QCII, 它们分别由余核  $R$  与  $\beta'$  集团及  $R$  与  $\beta$  集团构成.  $\beta'$  与  $\beta$  有相同的核子  $p_\beta = \pi_\beta + \nu_\beta$  及相同的能量  $(E - U) = (\epsilon_\beta + B_\beta)$  ( $\epsilon_\beta$  是  $\beta$  的动能,  $B_\beta$  是  $\beta$  在系统中的结合能). 差异在于, 在  $\beta$  集团中  $p_\beta$  个核子只分布在  $\frac{\epsilon_\beta + B_\beta}{p_\beta}$  附近  $p_\beta$  个紧邻的能级上, 其状态数  $N_\beta = 1$ , 且各核子速度方向一致; 而在  $\beta'$  集团中  $p_\beta$  个核子可以分布在  $B_{\pi,\nu} \sim B_\beta + \epsilon_\beta$  间任意能级上 ( $B_{\pi,\nu}$  指质子中子在系统中结合能中较大者), 其状态数  $N_{\beta'} = \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi,\nu}}$ , 核子 (快粒子) 速度方向虽然在整体上有向前角成峰趋势<sup>[6]</sup>, 但各核子的方向仍各不相同, 即保留了一定的无序性. 这里  $g_{\pi,\nu} \equiv g_\pi \simeq g_\nu$ , 是质子或中子的单粒子态密度.

我们假定, 复杂粒子的预平衡发射是按下面途径进行的: 复合系统  $C \rightarrow$  准复合系统 QCI (余核  $R + \beta'$  集团)  $\rightarrow$  准复合系统 QCII (余核  $R +$  准自由粒子  $\beta$ )  $\rightarrow$  剩余系统  $R$  (余核  $R +$  自由粒子  $\beta$ ).

## 三、因子 $\gamma_\beta = \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi,\nu}}$ 的存在证明

### 1. 细致平衡方程

由微观运动可逆性, 立即有

$$\begin{cases} N_C W_{C \rightarrow QCI} = N_{QCI} W_{QCI \rightarrow C}, & (1a) \\ N_{QCI} W_{QCI \rightarrow QCII} = N_{QCII} W_{QCII \rightarrow QCI}, & (1b) \\ N_{QCII} W_{QCII \rightarrow R} = N_R W_{R \rightarrow QCII}. & (1c) \end{cases}$$

这里  $W_{k \rightarrow j}$  是单位时间内由系统  $k$  任一态向系统  $j$  跃迁几率;  $N_k$  是系统  $k$  的状态数:

$$\begin{cases} N_C = \omega(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E) dE; N_{QCI} = N_U \cdot N_{\beta'}; N_{QCII} = N_U \cdot N_\beta \\ N_R = N_U \cdot \omega(\epsilon_\beta); N_U = \omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U) dU; & (2) \\ \omega(\epsilon_\beta) = \frac{V}{4\pi^2 \hbar^3} (2s_\beta + 1) (2\mu_\beta)^{3/2} \epsilon_\beta \end{cases}$$

这里  $N_U$  及  $\omega(\epsilon_\beta)$  分别是余核  $R$  及自由粒子  $\beta$  状态数<sup>[1]</sup>.

在  $(p, hE)$  的  $i$  组态中发射  $\beta$  粒子的几率应是:

$$W_{\alpha\beta}^i(p, hE) = W_{C \rightarrow QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow QCII} \cdot W_{QCII \rightarrow R} = \frac{N_R}{N_C} W_{R \rightarrow QCII} \cdot W_{QCII \rightarrow QCI} \cdot W_{QCI \rightarrow C} \quad (3)$$

### 2. $W_{R \rightarrow QCII}$ 及 $W_{QCII \rightarrow QCI}$

①  $W_{R \rightarrow QCH}$  是  $\beta$  自由粒子经由时间反演为余核  $R$  俘获的几率,由文献[1],由

$$W_{R \rightarrow QCH} \simeq \frac{v_\beta \sigma(\epsilon_\beta)}{V} \quad (4a)$$

② 设  $\bar{\gamma}_\beta$  是  $\beta'$  任一态时集团中  $p_\beta$  个核子在单位时间内聚合成  $\beta$  粒子的几率;  $\bar{\gamma}_{\beta'}$  是  $\beta$  粒子经由时间反演在单位时间内分解为  $\beta'$  集团的几率,即

$$W_{QCH \rightarrow QCI} = \bar{\gamma}_{\beta'}; \quad W_{QCI \rightarrow QCH} = \bar{\gamma}_\beta \quad (4b)$$

因此,由 (1b) 和 (2)

$$W_{QCH \rightarrow QCI} = \bar{\gamma}_{\beta'} = \frac{N_{\beta'}}{N_\beta} \bar{\gamma}_\beta = \bar{\gamma}_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, v_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, v}} \quad (4c)$$

若这  $p_\beta$  个快粒子分别以速度  $v_1, v_2, \dots, v_{p_\beta}$  作向前角运动<sup>[6]</sup>, 则  $\beta$  粒子将以

$$v_\beta = \sum_{j=1}^{p_\beta} v_j / p_\beta$$

速度运动, 仍然保持向前角特征.

$\beta$  粒子的形成, 可以由  $p_\beta$  个核子一次聚合达到; 也可以由依次经过中间结团  $A_1, A_2, A_3, \dots$  的多步过程达到. 这里  $p_{A_1} \leq p_{A_2} \leq \dots \leq p_\beta$ .

形成几率  $\bar{\gamma}_\beta$  应与  $\beta$  粒子波函数与  $p_\beta$  个核子波函数重迭部分  $\langle \varphi_\beta \chi^{(\epsilon_\beta)}(\mathbf{R}) | \phi_1 \phi_2 \dots \phi_{p_\beta} \rangle$ <sup>[7,8]</sup> 以及中间结果  $A_i$  的形成几率  $f_{A_i}$  有关, 而后者可以表示为  $\langle \varphi_{A_i} \chi^{(\epsilon_{A_i})}(\mathbf{R}) | \phi_1 \phi_2 \dots \phi_{p_i} \rangle$  的函数. 此外, 容易看出,  $\bar{\gamma}_\beta$  可能也依赖  $\beta'$  集团的内部碰撞频率  $\tau_{\beta'\beta'}$ , 或其在全体碰撞频率中的比分  $(1 - K) \simeq \frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'} + \tau_{\beta'\beta'}}$ . 这方面的进一步讨论我们将在另一工作中给出.

### 3. $W_{QCI \rightarrow C}$

① 设 QCI 中单位时间内激子平均碰撞数为  $\tau$ :

$$\tau = \tau_{R\beta'} + \tau_{RR} + \tau_{\beta'\beta'}, \quad (5a)$$

这里  $\tau_{xy}$  是  $x$  集团激子与  $y$  集团激子间碰撞频率. 显然,  $\tau_{R\beta'}$  是单位时间内有利于 QCI  $\rightarrow$  C 的事件. 故

$$W_{QCI \rightarrow C} = \frac{\tau_{R\beta'}}{\tau} = \frac{1}{1 + (\tau_{RR}/\tau_{R\beta'}) + (\tau_{\beta'\beta'}/\tau_{R\beta'})} \equiv K. \quad (5b)$$

②  $\tau_{R\beta'}$  的表示式

设 QCI 的一个完全确定的态可以用  $(m, l)$  表示. 其中  $R$  处于以  $(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - v_\beta, p - p_\alpha - i, U)$  表征的一组激子态中确定的激子态  $m$ ;  $\beta'$  处于以  $(\pi_\beta, 0, v_\beta, 0, E - U)$  表征的一组激子态中确定的态  $l$ . 在  $(m, l)$  态  $R$  的单位体积中速度为  $v_1$  的激子数为  $n'_m(v_1)$ , 能量为  $\epsilon_1$  的激子数为  $n_m(\epsilon_1)$ ;  $\beta'$  单位体积中速度为  $v_2$ , 能量为  $\epsilon_2$  的激子数分别为  $n'_l(v_2)$  及  $n_l(\epsilon_2)$ . 由刚球模型<sup>[9]</sup>,  $(m, l)$  态时  $R - \beta'$  激子碰撞频率为:

$$\begin{aligned} \tau_{R\beta'}(m, l) &= \pi d^2 \sum_{v_1} n'_m(v_1) \sum_{v_2} n'_l(v_2) |q| \\ &= c_1 g^2 \int n_m(\epsilon_1) \epsilon_1 d\epsilon_1 \int n_l(\epsilon_2) \epsilon_2 d\epsilon_2 \Phi(\epsilon_1, \epsilon_2), \end{aligned} \quad (6a)$$

这里

$$q = v_1 - v_2, \quad c_1 = \frac{64\sqrt{2}\pi^3 d^2}{\mu^{5/2}}$$

$$\Phi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \begin{cases} \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_1}} \left( \varepsilon_1 + \frac{\varepsilon_2}{3} \right) & \text{若 } \varepsilon_1 > \varepsilon_2 \\ \Phi_2(\varepsilon_1, \varepsilon_2) = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_2}} \left( \varepsilon_2 + \frac{\varepsilon_1}{3} \right) & \text{若 } \varepsilon_2 > \varepsilon_1 \end{cases} \quad (6b)$$

$d$  是核子碰撞直径,  $g$  是核子单粒子能级密度. 对于  $R-\beta'$  碰撞, 恒有  $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ , 故

$$\tau_{R\beta'0}(m, l) = c_1 g^2 \int n_m(\varepsilon_1) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int n_l(\varepsilon_2) \varepsilon_2 d\varepsilon_2 \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2)$$

设不同的  $(m, l)$  态以相同的几率  $\lambda_{R\beta'} = \frac{1}{N_U \cdot N_{\beta'}}$  被占据, 故

$$\begin{aligned} \tau_{R\beta'} &= \sum_{m,l} \lambda_{R\beta'} \tau_{R\beta'0}(m, l) \\ &= c_1 g^2 \int d\varepsilon_1 \int d\varepsilon_2 \left\{ \sum_m \frac{n_m(\varepsilon_2)}{N_U} \left[ \sum_l \frac{n_l(\varepsilon_2)}{N_{\beta'}} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \right] \right\}. \end{aligned} \quad (7a)$$

对于确定的  $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \mathcal{N}_m(\varepsilon_1) = V n_m(\varepsilon_1) = 0, 1; \mathcal{N}_l(\varepsilon_2) = V n_l(\varepsilon_2) = 0, 1$ , 故

$$\begin{aligned} \sum_l \frac{n_l}{N_{\beta'}} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) &= \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U, \mathcal{N}(\varepsilon_2) = 1) / g \pi, \nu}{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U) / g \pi, \nu} \\ &= \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \Phi_1}{V} = \frac{1}{V} f_{\beta'}(\varepsilon_2) \varepsilon_1 \varepsilon_2 \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \end{aligned} \quad (7b)$$

这里  $f_{\beta'}(\varepsilon_2) \equiv \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U, \mathcal{N}(\varepsilon_2) = 1)}{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}$  是能级平均填充数<sup>[10]</sup>.

同理, 有  $\sum_m \frac{n_m(\varepsilon_1)}{N_U} \Rightarrow \frac{1}{V} f_R(\varepsilon_1)$ , 从而

$$\tau_{R\beta'} = \frac{c_1 g^2}{V^2} \int f_R(\varepsilon_1) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int f_{\beta'}(\varepsilon_2) \varepsilon_2 \Phi_1(\varepsilon_1, \varepsilon_2) d\varepsilon_2. \quad (7c)$$

③  $\tau_{RR}$  及  $\tau_{\beta'\beta'}$  的表式

由类似于  $\tau_{R\beta'}$  的讨论, 我们得到

$$\begin{aligned} \tau_{RR} &= \sum_m \frac{1}{N_U} \tau_{RR0}(m, m) = c_1 g^2 \int \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int \varepsilon_2 d\varepsilon_2 \Phi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) \\ &\quad \cdot \sum_m \frac{n_m(\varepsilon_1) n_m(\varepsilon_2)}{N_U}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\sum_m \frac{n_m(\varepsilon_1) n_m(\varepsilon_2)}{N_U} = \frac{1}{V^2}$$

$$\frac{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U, \mathcal{N}_m(\varepsilon_1) = 1, \mathcal{N}_m(\varepsilon_2) = 1) dU}{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U) dU}$$

(8b)

在附录中我们将证明

$$\frac{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U, \mathcal{N}_m(\varepsilon_1) = 1, \mathcal{N}_m(\varepsilon_2) = 1)}{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)}$$

$$= f_R(\varepsilon_1) f_R(\varepsilon_2),$$

故

$$\tau_{RR} = \frac{c_1 g^2}{V^2} \int f_R(\varepsilon_1) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int f_R(\varepsilon_2) \varepsilon_2 \Phi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) d\varepsilon_2 \quad (8c)$$

$$\tau_{\beta'\beta'} = \frac{c_1 g^2}{V^2} \frac{1}{\pi} \int f_{\beta'}(\varepsilon_1) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int f_{\beta'}(\varepsilon_2) \varepsilon_2 d\varepsilon_2 \int |\mathbf{q}(\varepsilon_1, \varepsilon_2, \theta_2)| \Theta(\theta_2) \sin \theta_2 d\theta_2. \quad (9a)$$

其中  $\Theta(\theta_2)$  是由  $\beta'$  核子速度方向分布向前角成峰特征引入的。作为粗略估计

$$\tau_{\beta'\beta'} \simeq \frac{c_1 g^2}{V^2} \Theta \int f_{\beta'}(\varepsilon_1) \varepsilon_1 d\varepsilon_1 \int f_{\beta'}(\varepsilon_2) \varepsilon_2 \Phi(\varepsilon_1, \varepsilon_2) d\varepsilon_2 \quad (9b)$$

这里  $\Theta$  是小于1的正常数。

④ 碰撞比  $\frac{\tau_{RR}}{\tau_{\beta'\beta'}}$ ,  $\frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}}$  的估计

在核计  $\tau_{xy}$  时, 以激子的平均能量  $\bar{\varepsilon}_x$ ,  $\bar{\varepsilon}_y$  来代替激子的真实能量  $\varepsilon_1$ ,  $\varepsilon_2$ :

$$\bar{\varepsilon}_R \simeq \int g f_R(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = \frac{U}{n - p_\beta};$$

$$\bar{\varepsilon}_{\beta'} \simeq \int g f_{\beta'}(\varepsilon) \varepsilon d\varepsilon = \frac{E - U}{p_\beta}; \quad n = p + h \quad (10)$$

将(10)代入(7c), (8c), (9b), 得到

$$\tau_{R\beta'} \simeq \frac{c_1}{V^2} (n - p_\beta) p_\beta \bar{\varepsilon}_R \bar{\varepsilon}_{\beta'}^{3/2} \left(1 + \frac{\bar{\varepsilon}_R}{3\bar{\varepsilon}_{\beta'}}\right), \quad (11a)$$

$$\tau_{RR} \simeq \frac{c_1}{V^2} \frac{4}{3} (n - p_\beta)^2 \bar{\varepsilon}_R^{3/2}, \quad (11b)$$

$$\tau_{\beta'\beta'} \simeq \frac{c_1}{V^2} \frac{4}{3} p_\beta^2 \bar{\varepsilon}_{\beta'}^{3/2} \Theta, \quad (11c)$$

$$\therefore \frac{\tau_{RR}}{\tau_{R\beta'}} \simeq \frac{4}{3} \left(\frac{p_\beta}{n - p_\beta}\right)^{1/2}$$

$$\frac{1}{\left(\frac{\varepsilon_\beta + B_\beta}{U}\right)^{3/2} + \left(\frac{n - p_\beta}{p_\beta}\right) \left(\frac{\varepsilon_\beta + B_\beta}{U}\right)^{1/2}} \cdot \frac{1}{3} \quad (12a)$$

在高端粒子发射贡献主要来自低激子数态,  $(n - p_\beta) \sim p_\beta$ , 但

$$\frac{U}{\varepsilon_\beta + B_\beta} \ll 1, \quad \therefore \frac{\tau_{RR}}{\tau_{R\beta'}} \sim \left(\frac{U}{\varepsilon_\beta + B_\beta}\right)^{3/2} \ll 1;$$

在低端  $\varepsilon_\beta$  较小, 但粒子发射主要来自高激子数态,  $\frac{p_\beta}{n - p_\beta} \ll 1$ , 故

$$\frac{\tau_{RR}}{\tau_{R\beta'}} \sim \left(\frac{p_\beta}{n - p_\beta}\right)^{3/2} \ll 1.$$

即对于有显著贡献的粒子发射, 恒有

$$\frac{\tau_{RR}}{\tau_{R\beta'}} \ll 1 \quad (12b)$$

成立。由 (11a), (11c)

$$\frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}} \simeq \frac{4}{3} \left( \frac{p_\beta}{n - p_\beta} \right) \frac{\bar{\epsilon}_{\beta'}}{\bar{\epsilon}_R \left( 1 + \frac{1}{3} \frac{\bar{\epsilon}_R}{\bar{\epsilon}_{\beta'}} \right)} \Theta. \quad (13a)$$

由于  $\frac{\bar{\epsilon}_R}{\bar{\epsilon}_{\beta'}} \simeq \frac{p_\beta}{n - p_\beta} \frac{U}{E - U} \ll 1$  恒成立, 因而

$$\frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}} \simeq \frac{4}{3} \Theta \frac{E - U}{U} \quad (13b)$$

除了在低能端,  $\frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}}$  一般不远小于 1; 在高端更有  $\frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}} \gg 1$  成立。我们强调指出,  $\beta'$  只是  $p_\beta$  个高能激子集团, 它的速度的方向仍有一定的无序性, 而大小则完全无序。因此它的内部碰撞与它同  $R$  激子碰撞相比不可忽略这一事实是容易理解的。

⑤  $W_{\text{QCI-C}}$  的表式

将 (12b), (13b) 代入 (5b), 有

$$W_{\text{QCI-C}} \simeq \frac{1}{1 + \frac{\tau_{\beta'\beta'}}{\tau_{R\beta'}}} = K \quad (14)$$

4.  $i$  组态复杂粒子  $\beta$  的发射几率  $W_{\alpha\beta}^i$

把 (2), (4a) (4c) 及 (14) 代入 (3), 则有

$$W_{\alpha\beta}^i = \frac{(2s_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma(\epsilon_\beta) \frac{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)}{\omega(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E)} \cdot \bar{\gamma}_\beta K \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}} \quad (15a)$$

令

$$\gamma_\beta \equiv \bar{\gamma}_\beta \cdot K, \quad (15b)$$

$$\therefore W_{\alpha\beta}^i = \frac{(2s_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma(\epsilon_\beta) \frac{\omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)}{\omega(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E)} \cdot \gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}} \quad (15c)$$

由 (4.c) 及 (14), 我们说  $\gamma_\beta$  代表了单位时间内  $\beta$  粒子经由  $\beta'$  的任一激子态回到复合系统  $C$  的几率; 反之, 它也代表了单位时间中由复合系统  $C$  经由余核  $R$  及  $\beta'$  的任一态形成  $\beta$  粒子的等效几率。这样, 我们完成了复杂粒子发射几率中存在因子

$$\left[ \gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}} \right]$$

的证明

#### 四、复杂粒子预平衡发射几率

在(15c)的基础上,按照我们在文献[11]的讨论,容易得到

$$\begin{aligned}
 W_{\alpha\beta}(p, h, E) &= \frac{(2s_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma(\epsilon_\beta) \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}} \gamma_\beta \\
 &\cdot \frac{\sum_{i=c}^D \omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)}{\sum_{i=0}^{p-p_\alpha} \omega(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E)} \\
 &= \frac{(2s_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma(\epsilon_\beta) \frac{\omega(p - p_\beta, h, U)}{\omega(p, h, E)} \\
 &\cdot \gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} R_\beta(p) f_g
 \end{aligned} \tag{16a}$$

其中

$$\begin{aligned}
 R_\beta(p) &= \frac{p_\beta!}{\pi_\beta! \nu_\beta!} \frac{(p - p_\beta)!}{p!} \\
 &\cdot \frac{\sum_{i=c}^D \frac{1}{(\pi_\alpha + i - \pi_\beta)! i! (p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta)! (p - p_\alpha - i)!}}{\sum_{i=0}^{p-p_\alpha} \frac{1}{(\pi_\alpha + i)! i! (p - \pi_\alpha - i)! (p - p_\alpha - i)!}}
 \end{aligned} \tag{16b}$$

$$c = \max\{0, \pi_\beta - \pi_\alpha\}, D = \min\{p - p_\alpha, p - \pi_\alpha - \nu_\beta\}, f_g = \frac{g}{g_{\pi, \nu}} \simeq 2. \tag{16c}$$

这里  $R_\beta(p)$  是纯组合几率<sup>[11]</sup>;  $f_g$  是单粒子态密度转换因子, 是考虑了中子质子的区分后引入的<sup>[11]</sup>.

#### 五、计算与讨论

##### 1. 计算结果

作为例子, 我们以(16a)计算了反应  $p + {}^{197}\text{Au} \rightarrow d, t, {}^3\text{He}$ ,  $\alpha(E_L = 62\text{MeV})$ . 结果见图1. 这组反应文献[2]曾遭到严重困难, 主要表现为能谱高能端计算值的明显低落, 文献[3]的计算得到了重要改进, 但高能端仍是太低. 我们计算与文献[3]相仿, 但在硬尾部份有了明显改善. 所提取的  $\gamma_\beta$  与[3]相差一个(3—4)的因子.

##### 2. 讨论

① 从形式上看(16a)与 Cline 公式<sup>[2]</sup>的差异在于以因子  $[\gamma_\beta \omega(p_\beta, 0, E - U)/g]$  代替了经验因子  $p_\beta!$ ; 以  $(R_\beta(p) f_g)$  代替了  $R_\beta(p)$ . 与 Ribaneky 公式的差异仅在于  $f_g$ . 但是(16a)中  $R_\beta(p)$  与[2, 3]中的表式并不一样. 它是考虑了中子质子可区分性后自然引进的. 在[11]中我们已指出它比 Cline 表式有更准确的物理含义. 正是由于这种考虑, 使

我们的结果不仅比[2]且比[3]有较明显的改进。

② 本工作基础之一是准复合系统概念, 它是对由 C. K. Cline 和 M. Blann<sup>[1]</sup> 在单核子发射研究中引入的细致平衡原理讨论的一个较合理的推广。在  $p_\beta = 1$  时,

$$\gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} = p_\beta! = 1,$$

(16a) 与 Cline 公式<sup>[2]</sup> 有几乎一样的形式 ( $f_g$  来自于质子中子的区分)。

借助于准复合系统概念, 我们试图给出  $\beta$  粒子形成过程的一个可能的途径。与文献[7] 所指的并合模型 I, II 不同的是, 在我们的图象里  $\beta$  粒子的核子来自于能量处于  $B_{\pi, \nu} - B_\beta + \varepsilon_\beta$  的、作向前角运动的  $\beta'$  核子(快粒子)。与激子模型传统讨论不同的是, 我们在复合系统

C 与剩余系统 R 之间插入了准复合系统 QC 阶段, 借助于这一附加细节我们给出了复杂粒子发射几率公式中存在因子  $\gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}}$  的证明, 从而否定了 C. Kalbach<sup>[5]</sup> 的非难。

但本图象还存在下面几个问题:

- a) 对  $\beta'$  内部碰撞过程还未细致讨论,  $\tau_{\beta', \beta'}$  及 K 还没有准确的定量结果
- b)  $\beta$  粒子形成过程的细节以及  $\gamma_\beta$  的定量计算公式还须进一步研究。
- c) 在时间反演 QCII  $\rightarrow$  QCI 过程中,  $\beta$  粒子“分解”为  $p_\beta$  个核子的机制也是不清楚的。要知道, 此时  $\beta$  还未实现与 R 核子的碰撞。一个同样的问题是, 在讨论时间正演过程  $\alpha$  粒子 ( $p_\alpha = \pi_\alpha + \nu_\alpha$ ) 入射时, 在它于靶核核子发生首次碰撞之前, 究竟是什么机制使  $\alpha$  粒子“分解”成  $p_\alpha$  个核子的呢? 因为事实上激子模型的初始条件都是在核子-核子首次碰撞基础上给出的。这个矛盾在快粒子-激子模型<sup>[6]</sup> 中尤为突出。还未见到涉及这一问题讨论的报道。

③ 我们并不排斥  $\beta$  粒子直接形成的可能, 即体系按 C  $\rightarrow$  QCII  $\rightarrow$  R 方式演化。当存在这个分支时, 在发射几率  $W_{\alpha\beta}(p, h, E)$  中还须加入一项  $W'_{\alpha\beta}(p, h, E)$

$$W'_{\alpha\beta}(p, h, E) = \frac{(2s_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma(\varepsilon_\beta)$$

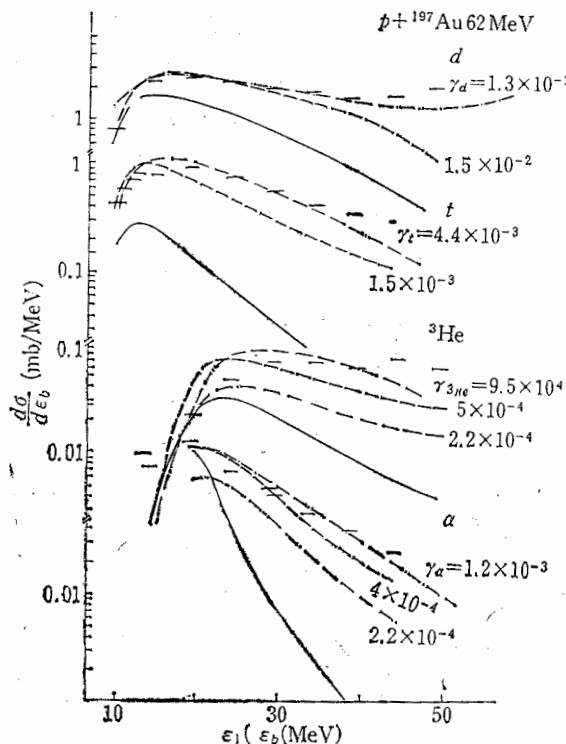


图 1 ---实验值    -·-·-·-本计算, (16.a)  
 ----文献[2]    ·····文献[3]

良  
 ,  
 尾  
 了  
 是  
 进  
 使



$$\frac{\sum_{i=c}^D \omega(\pi_\alpha + i - \pi_\beta, i, p - \pi_\alpha - i - \nu_\beta, p - p_\alpha - i, U)}{\sum_{i=0}^{p-p_\alpha} \omega(\pi_\alpha + i, i, p - \pi_\alpha - i, p - p_\alpha - i, E)} \quad (16d)$$

这是显然的,我们只须指出

$$\tau_{\beta\beta} = 0, \tau_{RR}/\tau_{R\beta} \simeq 0, W_{\text{QCII-C}} \simeq 1$$

就够了。但是我们认为这个分支对预平衡发射的贡献可能比较小。这是因为当一个(或两个)快粒子与余核中的核子(能量低于  $B_{\pi,\nu}$ )尤其是和费米海中的核子结合成  $\beta$  粒子后,它的速度方向往往已失去了向前角成峰的特征;并且这样形成的  $\beta$  粒子能量较低,很可能根本丧失了发射的机会。我们更有兴趣的是先在  $C$  中形成某种中间结团  $A$ ,它可能形成聚合其它  $\beta'$  核子的“心”。

④ 本工作没有考虑  $\beta$  粒子结构效应带来的影响。如果包含了对  $\beta$  粒子形变及转动的考虑可能会给出有兴趣的结果描述。

⑤ 由于 C. Kalbach<sup>[5]</sup>否定了因子  $\left[ \gamma_\beta \frac{\omega(p_\beta, 0, E - U)}{g} \right]$  的存在,他进一步否认了 Wu 和 Chang<sup>[4]</sup>在  $\gamma_\beta$  提取上的确定性。这个论断是欠妥的。事实上,只要在它们的结果上乘以因子  $\left( \frac{1}{2} \frac{R_\beta^*(p)}{R_\beta(p)} \frac{g}{g_\beta} \right)$ , 所得到的  $\gamma_\beta$  仍有一定的可靠性。

## 附 录

设  $\omega(A, E)$  表示粒子数为  $A$  能量为  $E$  的体系的状态密度;  $\omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1)$  表示该体系中单粒子能级  $\varepsilon_1$  被填充的状态密度;  $\omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1, n(\varepsilon_2) = 1)$  表示体系中单粒子能级  $\varepsilon_1, \varepsilon_2$  被填充的状态密度,等等。因为

$$\begin{aligned} \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1) &= \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1, n(\varepsilon_2) = 1) \\ &+ \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1, n(\varepsilon_2) = 0), \end{aligned} \quad (A-1a)$$

$$\begin{aligned} \omega(A, E, n(\varepsilon_2) = 0) &= \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 0, n(\varepsilon_2) = 0) \\ &+ \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1, n(\varepsilon_2) = 0), \end{aligned} \quad (A-1b)$$

$$\begin{aligned} \therefore \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1, n(\varepsilon_2) = 1) &= \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1) \\ &- \omega(A, E, n(\varepsilon_2) = 0) + \omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 0, n(\varepsilon_2) = 0). \end{aligned} \quad (A-2)$$

由文献[10]

$$\omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 1) = \omega(A, E) \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon_1 - \varepsilon_f)}} = \omega(A, E) f(\varepsilon_1) \quad (A-3a)$$

$$\omega(A, E, n(\varepsilon_2) = 0) = \omega(A, E) \frac{1}{1 + e^{\beta(\varepsilon_f - \varepsilon_2)}}, \quad (A-3b)$$

$$\omega(A, E, n(\varepsilon_1) = 0, n(\varepsilon_2) = 0) = \omega(A, E) \frac{1}{(1 + e^{\beta(\varepsilon_f - \varepsilon_2)})(1 + e^{\beta(\varepsilon_f - \varepsilon_1)}),} \quad (A-3c)$$

将(A-3, a, b, c)代入(A-2), 则

$$\frac{\omega(A, E, n(\epsilon_1) = 1, n(\epsilon_2) = 1)}{\omega(A, E)} = \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon_1 - \epsilon_f)}} \cdot \frac{1}{1 + e^{\beta(\epsilon_2 - \epsilon_f)}} = f(\epsilon_1)f(\epsilon_2). \quad (\text{A-4})$$

### 参 考 文 献

- [1] C. K. Cline and M. Blann, *Nucl. Phys.*, **A17** 2(1971), 225—259.  
 [2] C. K. Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417—437.  
 [3] I. Ribasky et al., *Phys. Lett.*, **45B**(1973), 318—320.  
 [4] J. R. Wu and C. C. Chang, *Phys. Rev.*, **17**(1978), 1540—1549.  
 [5] C. Kalbach, *Phys. Rev.*, **C19**(1979), 1547—1549.  
 [6] G. Mantzouranis, H. A. Weidenmulla and D. Agassi, *Z. Phys.*, **A276**(1976), 145—154.  
 [7] I. Ribasky and S. Gmuca, Neutron Induced Reactions Proceedings of the Second International Symposium. June 25—29, 1979, Smolenice.  
 [8] A. Iwamoto and K. Harada, *Phys. Rev.*, **C26**(1982), 1821—1834.  
 [9] 王竹溪, 统计物理导论, p. 125—128.  
 [10] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure, p. 281—286.  
 [11] 缪容之, 吴国华等, 高能物理与核物理, 9(1985), 95.

## A STUDY OF COMPLEX PARTICLE EMISSION IN THE PRE-EQUILIBRIUM STATISTICAL MODEL

MIAO RONG-ZHI WU GUO-HUA

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

A concept of the quasi-composite system in the process of the pre-equilibrium emission is presented in this paper. On the basis of the principle of detailed balance, the existence of the factor,  $\gamma_\beta \frac{\omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)}{g_{\pi, \nu}}$ , has been proved with an account of the distinguishability between protons and neutrons. A formula for the rate of the complex particle emission in the pre-equilibrium process there by can be obtained. The theoretical calculation results fit the experimental data quite well, especially in the high energy part of the energy spectrum the agreement are much better than ever before.