

预平衡发射研究中的记忆粒子模型

缪容之*

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

高能复合系统的激子被分成记忆粒子 m 与非记忆粒子 r 两部份。在引入 n 态 m 粒子碰撞比 α_n 后, 建立了 m 与 r 粒子态-角占据几率的耦合主方程, 给出了区分 m 、 r 粒子的态密度与发射几率公式。计算结果表明本模型对实验的拟合较广义激子模型有明显改进。

为了在预平衡发射理论中引入角分布描述, 人们提出了广义激子模型^[1-3]。它把“快粒子”从系统中区分出来, 作为系统对入射方向记忆的载荷者, 但缺点是完全忽略了“慢粒子”的贡献 Xujun 等人^[4]试图在该模型中引入这一贡献, 他们以能量及对方向的记忆作为快、慢粒子的区分判据, 从而在发射几率上区分了它们的贡献。但它们假定慢粒子各向同性且服从 Maxwell 分布, 这对于在预平衡发射中起主要作用的低 n 态是很不恰当的; 另外, 他们假设 n 态快、慢粒子状态数之比为 $\frac{1}{1-p}$, 也是没有根据的。本工作将在高能入射条件下对广义激子模型作进一步改进, 讨论只涉及单粒子入射、出射情况。

一、 m 、 r 粒子概念及其角跃迁几率

1. 快粒子与慢粒子

假设一实验室系能量为 E_0 的核子 A 与一静止核子 B 发生弹性碰撞, 产生散射粒子 C 与 D 。若 C 、 D 能量满足 $E_C = E_0 \cos^2 \theta_{CL} \geq E_D = E_0 \sin^2 \theta_{CL}$, 亦即 $\theta_{CL} \leq \frac{\pi}{4}$, 则分别称 C 与 D 为该次散射后的快粒子 f 与慢粒子 s 。它们的角跃迁几率分别为

$$G_f(\vec{Q}', \vec{Q}_i) = \frac{2}{\pi} \cos \theta_i \Theta\left(\frac{\pi}{4} - \theta_i\right);$$
$$G_s(\vec{Q}', \vec{Q}_i) = \frac{2}{\pi} \cos \theta_i \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta_i\right) \Theta\left(\theta_i - \frac{\pi}{4}\right). \quad (1-1)$$

这里 Θ 是亥维赛函数¹⁾, $\theta_i = \widehat{Q' Q_i}$, $\theta_s = \widehat{Q' Q_s}$ 。

2. 记忆粒子与非记忆粒子

* 现在宁波大学物理系

本文于 1988 年 6 月 26 日收到

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

记忆粒子 m 是一种假想粒子, 若在 $t = 0$ 时刻发生了一个炮弹核子与靶核核子的首次碰撞, 产生了一对始祖快、慢粒子; 这个始祖快粒子与它参与的下次碰撞中产生的快粒子构成了一个记忆粒子 m 的最初历史. 一个 m 粒子在 t 时刻以前的历史与它在该时刻参与的碰撞中产生的快粒子构成了它在 t 时刻的历史. 假定系统中所有的碰撞(至少在不太高的 n 态)都是自由 $N-N$ 弹散, 由 m 粒子定义, 其个数 p_m 在这样的中间态跃迁中应保持恒定, 即等于炮弹核子数, $p_s = p_m$.

复合系统 (n, E) 在 t 时刻其余 $(n - p_m) = (p_r + h)$ 个激子称为非记忆粒子 r . 它来源于两个方面: 在 $t = 0$ 时刻那个始祖慢粒子与它以后各次碰撞中产生的全部快粒子、慢粒子及其空穴, m 粒子在其历次碰撞中产生的慢粒子及其空穴. 它的数目随着中间态跃迁增加.

3. 角跃迁几率

定义 $G_{ij}(\vec{Q}_i, \vec{Q}_j)$ 为一个 \vec{Q}_i 方向入射的 i 粒子参与一次碰撞后在 \vec{Q}_j 方向单位立体角中找到 j 粒子的几率 ($i, j = m, r$), 与文[5]一样讨论, 它可以按 Legendre 多项式展开; 定义相应的积分算符:

$$\hat{V}^{(i)}f(\vec{Q}_i) \equiv \int d\vec{Q}_i' G_{ii}(\vec{Q}_i', \vec{Q}_i)f(\vec{Q}_i') \quad (i = m, r)$$

以及

$$\hat{V}^{(m-r)}f(\vec{Q}_M) \equiv \int d\vec{Q}_m' G_{mr}(\vec{Q}_m', \vec{Q}_r)f(\vec{Q}_m'), \quad \left(\theta_M = \frac{\pi}{2} - \theta_r\right);$$

于是有:

$$\begin{cases} G_{mm}(\vec{Q}_m', \vec{Q}_m) = \frac{2}{\pi} \cos \theta_m \Theta\left(\frac{\pi}{4} - \theta_m\right) = \sum_l H_l P_l(\cos \theta_m), \\ \hat{V}^{(m)}P_l(\cos \theta_m) = \mu_l P_l(\cos \theta_m), \quad \theta_m = \widehat{\vec{Q}_m' \vec{Q}_m}, \\ \mu_l = \int_{-1}^{+1} h^{(m)}(x) P_l(x) dx, \quad h^{(m)}(x) = \int_0^{2\pi} G_{mm}(\vec{Q}_m', \vec{Q}_m) d\phi_m, \\ H_l = \frac{(2l+1)}{4\pi} \mu_l, \end{cases} \quad (1-2-a)$$

$$\begin{cases} G_{rr}(\vec{Q}_r', \vec{Q}_r) = \frac{1}{\pi} \cos \theta_r \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta_r\right) = \sum_l R_l P_l(\cos \theta_r), \\ \hat{V}^{(r)}P_l(\cos \theta_r) = \nu_l P_l(\cos \theta_r), \quad \theta_r = \widehat{\vec{Q}_r' \vec{Q}_r}, \\ \nu_l = \int_{-1}^{+1} h^{(r)}(x) P_l(x) dx, \quad h^{(r)}(x) = \int_0^{2\pi} G_{rr}(\vec{Q}_r', \vec{Q}_r) d\phi_r, \\ R_l = \frac{(2l+1)}{4\pi} \nu_l, \end{cases} \quad (1-2-b)$$

$$\begin{cases} G_{mr}(\vec{Q}_m', \vec{Q}_r) = \frac{2}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sin \theta_r \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta_r\right) \Theta\left(\theta_r - \frac{\pi}{4}\right) \\ = \frac{2}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \cos \theta_M \Theta\left(\frac{\pi}{4} - \theta_M\right), \quad \theta_M = \frac{\pi}{2} - \theta_r, \end{cases}$$

$$\begin{aligned}
 P_j^{(m-r)}(\cos \theta_M) &= \frac{\mu_j}{\left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} P_j(\cos \theta_M) \\
 &= \frac{\mu_j}{\left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sum_i x_{ji} P_i(\cos \theta_r) \\
 P_i(\cos \theta_M) &= \sum_i x_{ji} P_i(\cos \theta_r), \\
 x_{ji} &= \frac{(2l+1)}{2} \int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} P_j(\cos \theta_M) P_i(\cos \theta_r) \sin \theta_r d\theta_r
 \end{aligned} \tag{1-2-c}$$

二、态占据几率与主方程

1. 态占据几率

定义 $q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t)$ 为系统处在 n 态在 \vec{Q}_m 方向单位立体角中找到 m 粒子、在 \vec{Q}_r 向单位立体角中找到 r 粒子的几率, 其相应的约化几率为:

$$\begin{cases}
 q_m(n, \vec{Q}_m, t) = \int d\vec{Q}_r q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t); \\
 q_r(n, \vec{Q}_r, t) = \int d\vec{Q}_m q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t) \\
 p(n, t) = \iint d\vec{Q}_m d\vec{Q}_r q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t) = \int d\vec{Q}_m q_m(n, \vec{Q}_m, t) \\
 = \int d\vec{Q}_r q_r(n, \vec{Q}_r, t)
 \end{cases}$$

它们初值与时间积分分别为:

$$\begin{cases}
 p(n, t=0) = \delta_{n,n_0}; \quad q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t=0) = \delta_{n,n_0} \frac{2}{\pi} \cos \theta_{nm} \\
 \quad \times \Theta\left(\frac{\pi}{4} - \theta_m\right) \frac{2}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sin \theta_r \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta_r\right) \Theta\left(\theta_r - \frac{\pi}{4}\right); \\
 q_m(n, \vec{Q}_m, t=0) = \delta_{n,n_0} \cdot \frac{2}{\pi} \cos \theta_m \Theta\left(\frac{\pi}{4} - \theta_m\right); \\
 q_r(n, \vec{Q}_r, t=0) = \delta_{n,n_0} \frac{2}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sin \theta_r \Theta\left(\frac{\pi}{2} - \theta_r\right) \Theta\left(\theta_r - \frac{\pi}{4}\right)
 \end{cases} \tag{2-1}$$

$$\begin{cases}
 T(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r) \equiv \int_0^\infty q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t) dt; \quad T_m(n, \vec{Q}_m) \equiv \int_0^\infty q_m(n, \vec{Q}_m, t) dt \\
 = \int d\vec{Q}_r T(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r) \\
 T_r(n, \vec{Q}_r) \equiv \int_0^\infty q_r(n, \vec{Q}_r, t) dt = \int d\vec{Q}_m T(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r); \\
 T(n) \equiv \int_0^\infty P(n, t) dt = \int d\vec{Q}_m T_m(n, \vec{Q}_m) = \int d\vec{Q}_r T_r(n, \vec{Q}_r)
 \end{cases} \tag{2-2-a}$$

作为一个极粗略的近似, 我们假定有

$$T(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r) \approx \frac{T_m(n, \vec{Q}_m)}{T(n)} \cdot T_r(n, \vec{Q}_r) \quad (2-2-b)$$

2. 态占据几率的主方程

对于 $q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t)$ 我们有:

$$\begin{aligned} \frac{dq(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t)}{dt} = & \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{k \rightarrow n} \left\{ \alpha_k \left[\int d\vec{Q}'_m q(k, \vec{Q}'_m, \vec{Q}_r, t) G_{mm}(\vec{Q}'_m, \vec{Q}_m) \right] \right. \\ & \left. + \beta_k \left[\int d\vec{Q}'_r q(k, \vec{Q}_m, \vec{Q}'_r, t) G_{rr}(\vec{Q}'_r, \vec{Q}_r) \right] \right\} \\ & - q(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r, t) \left[L(n) + \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{n \rightarrow k} \right] \end{aligned} \quad (2-3-a)$$

这里 $\lambda_{i \rightarrow j}$ 是由系统的中间态 i 向 j 跃迁的几率; $L(n)$ 是系统处于 n 态时总发射几率; α_k, β_k 分别是 k 态时发生的 $N-N$ 碰撞中 m 与 r 粒子所占比分, $\alpha_k + \beta_k \approx 1$. 其中头两个[……]分别表示系统由 k 态向 $(n, \vec{Q}_m, \vec{Q}_r)$ 跃迁时 m 与 r 粒子的贡献. 对于约化几率 q_m, q_r , 与 $P(n, t)$, 我们有:

$$\begin{aligned} \frac{dq_m(n, \vec{Q}_m, t)}{dt} = & \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{k \rightarrow n} \left\{ \alpha_k \left[\int d\vec{Q}'_m q_m(k, \vec{Q}'_m, t) G_{mm}(\vec{Q}'_m, \vec{Q}_m) \right] \right. \\ & \left. + \beta_k q_m(k, \vec{Q}_m, t) \right\} - q_m(n, \vec{Q}_m, t) \left[L(n) + \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{n \rightarrow k} \right] \end{aligned} \quad (2-3-b)$$

$$\begin{aligned} \frac{dq_r(n, \vec{Q}_r, t)}{dt} = & \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{k \rightarrow n} \left\{ \alpha_k \left[q_r(k, \vec{Q}_r, t) \right. \right. \\ & \left. \left. + \int d\vec{Q}'_m q_m(k, \vec{Q}'_m, t) G_{mr}(\vec{Q}'_m, \vec{Q}_r) \right] + \beta_k \left[\int d\vec{Q}'_r q_r(k, \vec{Q}'_r, t) G_{rr}(\vec{Q}'_r, \vec{Q}_r) \right] \right\} \\ & - q_r(n, \vec{Q}_r, t) \left[L(n) + \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{n \rightarrow k} \right] \end{aligned} \quad (2-3-c)$$

$$\frac{dP(n, t)}{dt} = \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{k \rightarrow n} P(k, t) - P(n, t) \left[L(n) + \sum_{\substack{k=n-2 \\ \Delta k=2}}^{n+2} \lambda_{n \rightarrow k} \right] \quad (2-3-d)$$

3. 系数主方程及其时间积分解

由于态占据几率对入射方向的轴对称性质^[2], 可以对它们作 Legendre 展开

$$q_i(n, \vec{Q}_i, t) = \sum_l \eta_l^{(i)}(n, t) P_l(\cos \theta_i), \quad (i = m, r),$$

将其代入 (2-3-b), (2-3-c) 就得到关于 $\eta_l^{(i)}(n, t)$ 的系数主方程. 写成矩阵形式为:

$$\begin{cases} \frac{d\vec{\eta}_l^{(m)}}{dt} = B^l \vec{\eta}_l^{(m)}(t); & \eta_l^{(m)}(t=0) = \delta_{n, n_0} \frac{(2l+1)}{4\pi} \mu_l; \\ i = \frac{(n-n_0)}{2} + 1; \end{cases} \quad (2-4-a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} B_{ii}^l = -[L(n) + \lambda_n^+ + \lambda_n^- + \lambda_n^0 \alpha_n (1 - \mu_l)] \equiv \frac{-1}{\tau_l^{(m)}(n)}, \\ B_{i-1,i}^l = (\beta_n + \alpha_n \mu_c) \lambda_n^+ \equiv \Lambda_i^{+(m)}(n) \\ B_{i,i+1}^l = (\beta_n + \alpha_n \mu_l) \lambda_n^- \equiv \Lambda_i^{-(m)}(n), \text{ 其余 } B_{ij} = 0 \end{array} \right. \quad (2-4-b)$$

$$\frac{d\bar{\eta}_l^{(r)}(t)}{dt} = \mathcal{C}^r \bar{\eta}_l^{(r)}(t) + \bar{D}_l(t); \quad \eta_l^{(r)}(t=0) = \delta_{n,n_0} \cdot \eta_l^{(r)};$$

$$\eta_l^{(r)} = \frac{(2l+1)}{\pi \left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \int_{\frac{\pi}{4}}^{\frac{\pi}{2}} \sin^2 \theta_r P_l(\cos \theta_r) d\theta_r;$$

$$i = \frac{n - n_0}{2} + 1 \quad (2-5-a)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathcal{C}_{ii}^l = -[L(n) + \lambda_n^+ + \lambda_n^- + \lambda_n^0 (1 - \nu_l) \beta_n] \equiv -\frac{1}{\tau_l^{(r)}(n)}; \\ \mathcal{C}_{i-1,i}^l = (\alpha_n + \beta_n \nu_l) \lambda_n^+ \equiv \Lambda_i^{+(r)}(n) \\ \mathcal{C}_{i,i+1}^l = (\alpha_n + \beta_n \nu_l) \lambda_n^- \equiv \Lambda_i^{-(r)}(n); \text{ 其余 } \mathcal{C}_{ij} = 0 \end{array} \right. \quad (2-5-b)$$

$$D_{li}(t) = I_l^{(1)}(n-2, t) + I_l^{(2)}(n+2, t) + I_l^{(3)}(n, t);$$

$$I_l^{(k)}(n, t) = \frac{\alpha_n \lambda_n^{(\rho)}}{\left(1 + \frac{\pi}{2}\right)^i} \sum_i \mu_j x_{ij} \eta_j^{(m)}(n, t), \quad (2-5-c)$$

(当 $k=1, 2, 3$ 时, ρ 分别 = +, -, 0)

现定义 $\bar{\eta}_l^{(i)}(t)$ 的时间积分 $\bar{\xi}_l^{(i)} \equiv \int_0^\infty dt \bar{\eta}_l^{(i)}(t)$, ($i = m, r$).

由 B^l 的性质, 与[5]一样讨论, 可以证明 $\bar{\eta}_l^{(m)}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$, 于是有

$$B^l \bar{\xi}_l^{(m)} = -\bar{\eta}_l^{(m)}(t=0) \quad (2-6)$$

它可以由连分数法求解^[6]

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\xi}_l^{(m)}(n_0) = \tau_l^{(m)}(n_0) \eta_l^{(m)}(n_0) \mathcal{F}_{n_0}, \\ \bar{\xi}_l^{(m)}(n) = \tau_l^{(m)}(n) \eta_l^{(m)}(n_0) \mathcal{F}_{n_0} \prod_{\substack{k=n_0 \\ \Delta k=2}}^{n-2} \Lambda_k^{+(m)}(k) \tau_l^{(m)}(k) \mathcal{F}_{k+2}, \\ \eta_l^{(m)}(n_0) = \frac{(2l+1)}{4\pi} \mu_l \\ \mathcal{F}_n = \frac{1}{1 - F_n \mathcal{F}_{n+2}} = \frac{1}{1 - \frac{F_n}{1 - \frac{F_{n+2}}{1 - \dots}}}, \\ F_n = \Lambda_n^{+(m)}(n) \tau_n^{(m)}(n) \Lambda_n^{-(m)}(n+2) \tau_n^{(m)}(n+2) \end{array} \right. \quad (2-7)$$

若 $\bar{\eta}_l^{(r)*}(t)$ 为(2-5-a)相应的齐次方程的解, 满足 $\frac{d\bar{\eta}_l^{(r)*}}{dt} = \mathcal{C}^l \bar{\eta}_l^{(r)*}(t)$, 由 \mathcal{C}^l 的性质讨论也可以证明: $\bar{\eta}_l^{(r)*}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$, 且 $\bar{\eta}_l^{(r)}(t) = \sum_j \left[\int D_j^{(l)}(t') e^{-\bar{\lambda}_{ej} t'} dt' \right] e^{\bar{\lambda}_{ej} t} \bar{x}_j^{(l)} + \bar{\eta}_l^{(l)*}(t)$. 这里 $\bar{\lambda}_{ij}, \bar{x}_j^{(l)}$ 是 \mathcal{C}^l 的本征值与本征矢, $\bar{D}(t) \equiv \sum_j D_j^{(l)}(t) \bar{x}_j^{(l)}$. 由于 $\eta_l^{(m)}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$,

$\bar{D}_i(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$, 故 $t \rightarrow \infty$ 时非齐次方程 (2-5-a) 趋近于齐次方程

$$\frac{d\bar{\eta}_i^{(r)*}(t)}{dt} = \mathcal{C}^i \bar{\eta}_i^{(r)*}(t),$$

且 $\bar{\eta}_i^{(r)}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \bar{\eta}_i^{(r)*}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} 0$, 即有

$$-\bar{\eta}_i^{(r)}(t=0) = \mathcal{C}^i \bar{\xi}_i^{(r)} + \mathcal{D}_i,$$

$$\mathcal{D}_i \equiv \int_0^\infty dt D_{ii}(t) = \tilde{I}_i^{(1)}(n-2) + \tilde{I}_i^{(2)}(n+2) + \tilde{I}_i^{(3)}(n); \quad (2-8-a)$$

$$\tilde{I}_i^{(k)}(n) = \frac{\alpha_n \lambda_n^{(p)}}{\left(1 + \frac{\pi}{2}\right)} \sum_i \mu_i x_{ij} \xi_i^{(m)}(n), \quad (k=1, 2, 3 \text{ 时 } p \text{ 分别 } = +, -, 0) \quad (2-8-b)$$

$$\text{令 } \bar{\xi}_i^{(r)}(n-2) \equiv \xi_i^{(r)}(n-2) + \frac{\tilde{I}_i^{(1)}(n-2)}{\Lambda_i^{+(r)}(n-2)};$$

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n+2) \equiv \xi_i^{(r)}(n+2) + \frac{\tilde{I}_i^{(2)}(n+2)}{\bar{\Lambda}_i^{(r)}(n+2)};$$

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n) \equiv \xi_i^{(r)}(n) - \tau_i^{(r)}(n) \tilde{I}_i^{(3)}(n).$$

于是 (2-8-a) 变为

$$\mathcal{C}^i \bar{\xi}_i^{(r)} = -\bar{\eta}_i^{(r)}(t=0) \quad (2-9-a)$$

这同样可由连分数法^[6]求解。对于一个已求得的

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n) = \bar{\xi}_i^{(r)}[(n+2) - 2] = \bar{\xi}_i^{(r)}[(n-2) + 2]$$

存在三种途径求

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n): \xi_i^{(r)}(n) = \bar{\xi}_i^{(r)}[(n+2) - 2] - \frac{\tilde{I}_i^{(1)}(n)}{\Lambda_i^{+(r)}(n)};$$

$$\bar{\xi}_i^{(r)}[(n-2) + 2] - \frac{\tilde{I}_i^{(2)}(n)}{\bar{\Lambda}_i^{(r)}(n)};$$

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n) + \tau_i^{(r)}(n) \tilde{I}_i^{(3)}(n).$$

这三个 $\bar{\xi}_i^{(r)}(n)$ 出现的权重分别为 $\frac{\Lambda_i^{+(r)}(n)}{\Sigma_i}$, $\frac{\Lambda_i^{-l(r)}(n)}{\Sigma_i}$, $\frac{1}{\Sigma_i \tau_i^{(r)}(n)}$. 其中

$$\Sigma_i \equiv \frac{1}{\Lambda_i^{+(r)}(n) + \Lambda_i^{-l(r)}(n) + \frac{1}{\tau_i^{(r)}(n)}}, \quad (2-9-b)$$

令 $\bar{\xi}_i^{(r)}(n)$ 为 $\xi_i^{(r)}(n)$ 的平均值, 并把它看成是 $\xi_i^{(r)}(n)$ 的真值, 则

$$\bar{\xi}_i^{(r)}(n) = \bar{\xi}_i^{(r)}(n) - \frac{1}{\Sigma_i} [\tilde{I}_i^{(1)}(n) + \tilde{I}_i^{(2)}(n) - \tilde{I}_i^{(3)}(n)], \quad (2-9-c)$$

这种解法的实质是把相应的齐次解插补值作为非齐次解的一个近似。

4. 态占据几率的时间积分

由 T_m , T_r 的定义及 T 的近似表达式 (2-2-a) 及 (2-2-b)

$$T_m(n, \theta_m) = \sum_i \xi_i^{(m)}(n) P_i(\cos \theta_m),$$

$$T_r(n, \theta_r) = \sum_l \xi_l^{(r)}(n) P_l(\cos \theta_r),$$

$$T(n, \theta_m, \theta_r) \approx \frac{T_m(n, \theta_m) \cdot T_r(n, \theta_r)}{T(n)} \quad (2-10)$$

三、区分 m 、 r 粒子的态密度

1. 复合系统 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的态密度

在复合系统 (p_m, p_r, h, E) 的两次碰撞之间, m 与 r 系统的粒子数与能量都是确定的, 此时系统由 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m} = (p_m, E_m) \cdot (p_r, h, E_r = E - E_m)$ 表征, 并由 Ericson 公式可以得到 m 、 r 系及复合系统的态密度:

$$\left\{ \begin{aligned} \omega_m(p_m, E_m) &= \frac{g(gE)^{p_m-1}}{p_m!(p_m-1)!}; \\ \omega_m(p_{m\pi}, p_{mv}, E_m) &= \frac{g_{\pi\nu}(g_{\pi\nu}E_m)^{p_m-1}}{p_{m\pi}!p_{mv}!(p_m-1)!}; \\ \omega_r(p_r, h, E - E_m) &= \frac{g[g(E - E_m)]^{p_r+h-1}}{p_r!h!(p_r+h-1)!}; \\ \omega_r(p_{r\pi}, h_{\pi}, p_{rv}, h_{\nu}, E - E_m) &= \frac{g_{\pi\nu}[g_{\pi\nu}(E - E_m)]^{p_r+h-1}}{p_{r\pi}!h_{\pi}!p_{rv}!h_{\nu}!(p_r+h-1)!}; \\ \omega(p_m, p_r, h, E)_{E_m} &= \omega_m(p_m, E_m) \cdot \omega_r(p_r, h, E - E_m) \\ &= \frac{g^m E_m^{p_m-1} (E - E_m)^{p_r+h-1}}{p_m!(p_m-1)!p_r!h!(p_r+h-1)!}; \\ \omega(p_{m\pi}, p_{mv}, p_{r\pi}, h_{\pi}, p_{rv}, h_{\nu}, E - E_m) &= \frac{g_{\pi\nu}^m E_m^{p_m-1} (E - E_m)^{p_r+h-1}}{p_{m\pi}!p_{mv}!(p_m-1)!p_{r\pi}!h_{\pi}!p_{rv}!h_{\nu}!(p_r+h-1)!} \end{aligned} \right. \quad (3-1)$$

$g_{\pi\nu}$, g 为区分及不区分中子、质子的单粒子态密度。可以看到:

$$\frac{\omega_m}{\omega_r} \approx \frac{1}{p - p_m}$$

因此[4]中关于快、慢粒子状态数之比的假定不成立。

2. 复合系统 (p_m, p_r, h, E) 的态密度

在复合系统 (p_m, p_r, h, E) 中 m 系能量 $E_m(n)$ 一般并不确定, 它可取 $[kE, E]$ 中的任意值, ($k = \frac{p_m}{n}$). 故 (p_m, p_r, h, E) 的态密度为:

$$\omega(p_m, p_r, h, E) = \int_{kE}^E dE_m \omega(p_m, p_r, h, E)_{E_m} = \frac{g(gE)^{n-1} B_n}{p_m!p_r!h!(n-1)!};$$

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

$$k = \frac{p_m}{n}. \quad (3-2-a)$$

它比传统公式多了一个因子 B_n ，是由 E_m 的取值限制引进的。在 (p_m, p_r, h, E) 中出现 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的几率为：

$$\begin{aligned} P_n(E_m) &= \frac{\omega(p_m, p_r, h, E)_{E_m}}{\omega(p_m, p_r, h, E)} \\ &= \frac{(n-1)!}{B_n(p_m-1)!(p_r+h-1)!} \frac{E_m^{p_m-1}(E-E_m)^{p_r+h-1}}{E^{n-1}} \end{aligned} \quad (3-2-b)$$

在 (p_m, p_r, h, E) 中 m 系平均能量

$$\bar{E}_m(n) = \int_{kE}^E dE_m E_m P_n(E_m) = \frac{D_n}{B_n} kE.$$

$$D_n = \left[1 - \frac{n!}{p_m!} \sum_{j=0}^{p_r+h-1} \frac{(-1)^j k^{p_m+1+j}}{(p_m+1+j)(p_r+h-j-1)!j!} \right] \quad (3-2-c)$$

在广义激子模型中，快粒子能量值域为 $0 \sim E$ ，因而 $B_n = D_n = 1$ ， $\bar{E}_m(n) = kE = \frac{p_m}{n} E$ 。即 m, r 粒子一样，每个粒子平均能量为 $\frac{E}{n}$ 。这就是说系统在能量上已大体达到平衡，仅在方向上仍保留着对入射方向的某种记忆。这种对平衡态只有微弱偏离的非平衡体系，就是该模型提供的图象。本模型由于令 $E_m(n) \in [kE, E]$ ，从而使 m 粒子不但在方向上而且在能量上保持更强的非平衡特征。比值 D_n/B_n 表征了 $\bar{E}_m(n)$ 对系统平衡能量的偏离。

四、粒子发射几率

1. 复合系统 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的发射几率

考察入射 $p_\alpha = \pi_\alpha + \nu_\alpha$ 、出射 $p_\beta = \pi_\beta + \nu_\beta$ 的过程。设 $(i, j, E_m) = (i, p_m - i, E_m) \cdot (\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m)$ 是 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 的一个区分中子、质子的确定态，它出现几率为：

$$\begin{aligned} Q_{ij} &= \{ \omega_m(i, p_m - i, E_m) \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m) \} \\ & \quad / \left[\sum_i \sum_j \omega_m(i, p_m - i, E_m) \omega_r(\pi_\alpha + j - i, j, p_r + i - \pi_\alpha - j, p - p_\alpha - j, E - E_m) \right]; \end{aligned}$$

对于单进单出情况， $p_\alpha = p_m = p_\beta = 1$ 。根据细致平衡原理，在 (i, j, E_m) 态由 m 系发射 β 粒子的几率为：

$$W_{\alpha\beta}^{(m)}(i, j, E_m) = \frac{(2s_{\beta+1})\mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_\beta(\epsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \frac{\delta_{E_m, \bar{\epsilon}_\beta}}{\omega_m(i, p_m - i, E_m)},$$

$\tilde{\varepsilon}_\beta = \varepsilon_\beta + B_\beta$ 是 β 粒子动能与分离能之和。故 $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 中由 m 系发射 β 粒子的几率为 $W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m} = \sum_{ij} Q_{ij} W_{\alpha\beta}^{(m)}(i, j, E_m)$, 写成不区分中子、质子的形式:

$$\left\{ \begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m} &= \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \\ &\cdot \frac{\delta_{E_m, \tilde{\varepsilon}_\beta}}{gE} R_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m = p_\beta = 1) \cdot f_g; \quad f_g = \frac{g}{g_{\pi\nu}} \approx 2 \\ R_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m = p_\beta = 1) &= \frac{\sum_{j=c}^D \frac{1}{(\pi_\alpha + j - \pi_\beta)! j! (p_r + \pi_\beta - \pi_\alpha - j)! (p-1-j)!}}{\sum_{j=0}^{p-1} \sum_{i=A}^B \frac{1}{i!(1-i)! (\pi_\alpha + j - i)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j)! (p-1-j)!}} \\ &\cdot \Theta(D - C) \\ A &= \max\{0, \pi_\alpha + j, -p_r\}, \quad B = \min\{1, \pi_\alpha + j\}, \quad C = \max\{0, \pi_\beta - \pi_\alpha\}, \\ D &= \min\{p-1, p - \pi_\alpha - \nu_\beta, p_r + \pi_\beta - \pi_\alpha\} \end{aligned} \right. \quad (4-1-a)$$

同样, $(p_m, p_r, h, E)_{E_m}$ 由 r 系发射 β 粒子的几率为

$$\left\{ \begin{aligned} W_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m} &= \left[\frac{(2s_\beta + 1)\mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \frac{p_r! (p_r + h - 1)!}{(p_r - 1)! (p_r + h - 2)!} \\ &\cdot \frac{(E - E_m - \tilde{\varepsilon}_\beta)^{p_r + h - 2}}{g(E - E_m)^{p_r + h - 1}} R_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m = p_\beta = 1) f_g \\ R_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m = p_r = 1) &= \frac{(p_r - 1)}{p_r!} \\ &\cdot \left[\frac{\sum_{j=c}^{D_1} \sum_{i=E}^F \frac{\Theta(F - E)}{i!(1-i)! (\pi_\alpha + j - i - \pi_\beta)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j - \nu_\beta)! (p-1-j)!}}{\sum_{j=0}^{p-1} \sum_{i=A}^B \frac{1}{i!(1-i)! (\pi_\alpha + j - i)! j! (p_r + i - \pi_\alpha - j)! (p-1-j)!}} \right] \\ &\cdot \Theta(D_1 - C) \\ D_1 &= \min\{p-1, p - \pi_\alpha - \nu_\beta\}, \quad E = \max\{0, \pi_\alpha + j + \nu_\beta - p_r\}, \\ F &= \min\{1, \pi_\alpha + j - \pi_\beta\}, \quad A, B, C, f_g \text{ 见 (4-1-a)} \end{aligned} \right. \quad (4-1-b)$$

2. 复合系统 (p_m, p_r, h, E) 的发射几率

复合系统 (p_m, p_r, h, E) 发射 β 粒子几率应为

$$W_{\alpha\beta}^{(i)}(p_m, p_r, h, E) = \int_{kE}^E dE_m P_n(E_m) W_{\alpha\beta}^{(i)}(p_m, p_r, h, E)_{E_m}, \quad (i = m, r),$$

即:

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

$$\left\{ \begin{aligned} & \cdot \frac{f_g}{B_n(gE)} \left[1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_\beta}{E} \right]^{p_r+h-1} R_{\alpha\beta}^{(m)}(p_m = p_\beta = 1) \Theta(\tilde{\varepsilon}_\beta - kE) \\ W_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m, p_r, h, E) &= \left[\frac{(2s_\beta + 1) \mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_\beta(\varepsilon_\beta)}{\pi^2 \hbar^3} \right] \\ & \cdot \frac{(n-1)! p_r f_g \left[1 - \frac{\tilde{\varepsilon}_\beta}{E} \right]^{m-2}}{(p_r - 1)! (p_r + h - 2)! B_n(gE) (p_r + h - 1)} \\ & \cdot \left[\frac{(1-k)E - \tilde{\varepsilon}_\beta}{E - \tilde{\varepsilon}_\beta} \right]^{p_r+h-1} R_{\alpha\beta}^{(r)}(p_m = p_\beta = 1) \Theta[(1-k)E - \tilde{\varepsilon}_\beta] \end{aligned} \right. \quad (4-2)$$

3. 双微分截面

复合系统 (p_m, p_r, h, E) 发射 β 的双微分截面为:

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)^{\text{total}}}{d\varepsilon_\beta d\Omega} &= \sum_{i=m,r} \frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)^{(i)}}{d\varepsilon_\beta d\Omega}; \\ \frac{d^2\sigma(\varepsilon_\beta, \theta)^{(i)}}{d\varepsilon_\beta d\Omega} &= \sigma_a \sum_n T_i(n, \theta) W_{\alpha\beta}^{(i)}(p_m, p_r, h, E), \quad (i = m, r) \end{aligned} \quad (4-3)$$

五、碰撞比 α_n 与 β_n 的获取

1. m 系能量衰减因子

m 系能量衰减因子是指 m 系粒子参与一次碰撞前、后 m 系的能量比。先讨论 $p_m = 1$ 情况。假定 m 粒子 A 与静止粒子 B 碰撞后的散射粒子为 C 与 D 。由于在实验系 L 中 v_{CL}^2 的平均值 $\overline{v_{CL}^2} \approx \int_0^{\frac{\pi}{4}} \left(\frac{2}{\pi} \cos \theta_{CL} \right) (v_{AL}^2 \cos^2 \theta_{CL}) \sin \theta_{CL} d\theta_{CL} = \frac{3}{4} v_{AL}^2$, 故在 L 系中能量衰减

因子为: $H'_L \equiv \frac{\frac{1}{2} m \overline{v_{CL}^2}}{\frac{1}{2} m v_{AL}^2} \approx \frac{3}{4}$; 而在炮弹-靶核质心系 PTMC 中, 只要 $np_m \ll A^2$ (A 为

复合系统质量数) 可以证明: $H'_C \equiv \frac{\frac{1}{2} m \overline{v_C^2}}{\frac{1}{2} m \overline{v_A^2}} \approx \frac{3}{4}$ 依然成立。这个关系在 $m-r$ 粒子碰撞

时, 只要 $v_{AL} \gg v_{BL}$, 也是近似遵守的。故对于 $p_m = 1$ 情况恒有

$$H' \equiv H'_C \approx H'_L \approx \frac{3}{4} \quad (5-1-a)$$

这个由经典统计得到的估计与量子统计估算^[2]大体一致, 对于 $p_m > 1$ 情况, 它的衰减因子应为:

$$H = \left[1 - \frac{(1-H')}{p_m} \right] \quad (5-1-b)$$

2. 碰撞比 α_n 与 β_n

在复合系统中存在着三种粒子： m 、 r 以及靶核粒子 T ，它们的平均速度分别为， $\bar{v}_m = \sqrt{\frac{2E_m}{p_m \cdot m}}$ ， $\bar{v}_r = \sqrt{\frac{2(E - E_m)}{(n - p_m)m}}$ ， $\bar{v}_T \approx 0$ 。（ m 为核子质量）。当 $p_m \ll A_T$ （靶核质量数），在系统的低 n 态，可以认为只有三种主要的核子碰撞： $m-r$ ， $m-T$ ，以及 $r-T$ ；这三种碰撞频率依赖于^[7]： $\tau^{(m-T)} \propto p_m(A_T - h)\bar{v}_m$ ， $\tau^{(m-r)} \propto p_m(n - p_m)\left(\bar{v}_m + \frac{1}{3}\frac{\bar{v}_r^2}{\bar{v}_m}\right)$ ； $\tau^{(r-T)} \propto (n - p_m)(A_T - h)\bar{v}_r$ 。而总碰撞频率 $\tau \approx \tau^{(m-T)} + \tau^{(m-r)} + \tau^{(r-T)}$ 。定义 α_n 为系统 (n, E) 中全体碰撞总数中 m 粒子参与的比份，则

$$\alpha_n = \frac{\tau^{(m-T)} + \tau^{(m-r)}}{\tau} \approx 1 / \left[1 + \left(\frac{A_T - h}{A_T + p_m} \right) \times \sqrt{\left(\frac{n - 1}{p_m} \right) \left(\frac{E}{E_m} - 1 \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{1}{3} \left(\frac{p_m}{A_T + p_m} \right) \left(\frac{E}{E_m} - 1 \right)} \right)} \right] \quad (5-2-a)$$

在估算 r 粒子的碰撞比份 β_n 时取 $\beta_n \approx 1 - \alpha_n$ ，这相当于在估算 β_n 时略去 $m-r$ 碰撞贡献。在低 n 大 A_T 情况下，这是可以接受的。

这里， $E_m(n)$ 必须在平均意义上使用。这不仅由于 n 态时 m 系并无确定的能量 $E_m(n)$ ；而且，对于确定的 n 态，不同的达到该态的途径， $E_m(n)$ 有不同值。能向 n 态跃迁的 k 态有 3 个： $n, n \pm 2$ ；而每一个 k 又有两种碰撞方式 m 与 r ，对于一个确定的 $k \rightarrow$

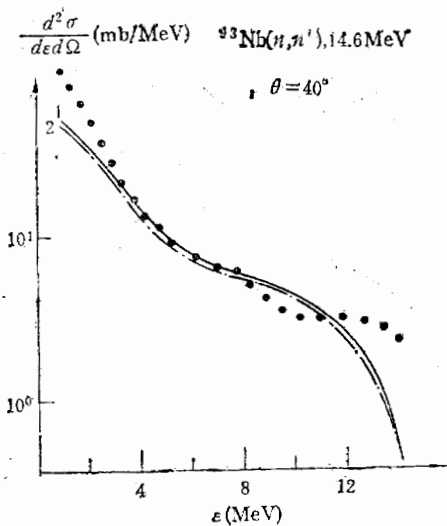


图1 $^{93}\text{Nb}(n, n')$, 14.6 MeV, 双微分截面, $\theta = 40^\circ$
· 实验值, 文献[9].

1——本模型计算, 静态赋值法^[8]
2——本模型计算, 动力学赋值法^[8]

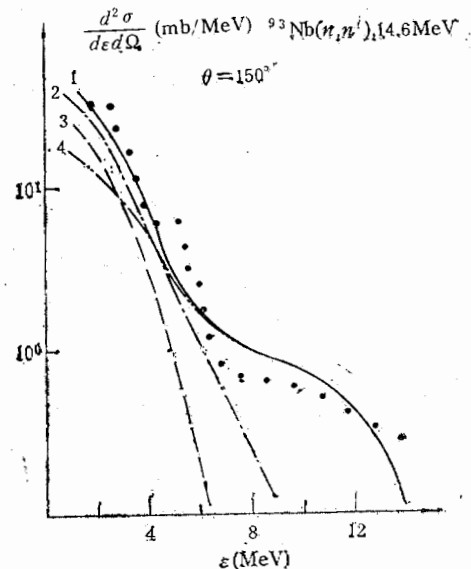


图2 $^{93}\text{Nb}(n, n')$, 14.6 MeV, 双微分截面, $\theta = 150^\circ$
· 实验值, 文献[9].

1——本模型计算, total.
2——广义激子模型计算^[10]
3——本模型计算, r 贡献
4——本模型计算, m 贡献

n 跃迁, $E_m(n)$ 的平均值应为:

$$\tilde{E}_m^k(n) = \alpha_k H \tilde{E}_m(k) + \beta_k \tilde{E}_m(k) \quad (5-2-b)$$

即 $E_m(n)$ 从平均意义上也依赖于 α_n 因此, 只要能合理地对 $E_m(n)$ 与 α_n 赋初值, 这对相互制约的量可能在逐次迭代中收敛于其自洽一致的值. 本工作采取对系统碰撞过程的统计模拟的方法, 其细节在文献[8]中给出.

六、计算实例

1. $n + {}^{93}\text{Nb} \rightarrow n', 14.6\text{MeV}^{[9]}$

图 1 与图 2 是该反应在 $\theta = 40^\circ, 150^\circ$ 时的双微分截面, 圆点是实验值^[9]. 图 1 中曲线 1, 2 及图 2 中曲线 1 都是本模型计算结果, 可以看到, 拟合是良好的. 人们曾以广义激子模型^[10]以及包含动量的态密度公式^[11]对该反应作了计算. 这些模型的拟合在 $\theta = 40^\circ$ 处还比较好, 但在 $\theta = 150^\circ$ 处拟合就变差了, 在高端表现出严重衰落. 如果说广义激子模型根本未考虑慢粒子贡献的话, 那末文献[11]中慢粒子贡献已被考虑, 只是未把它与快粒子予以区分罢了. 这正是问题症结所在.

图 2 表明, 在低能端 r 贡献占优势, 而中高能端则是 m 贡献占优势, 中间能区表现为两种粒子的发射竞争. 这是因为: 从发射几率看, 高能发射主要来自低 n 态的 m 贡献(见图 3), 而在低 n 处态-角占据几率的系数时间积分占优势的是 $\xi_0^{(r)}, \xi_0^{(m)}, \xi_1^{(m)}, \xi_2^{(m)}$ 等, 与之相比, $\xi_1^{(r)}, \xi_2^{(r)}$ 都非常小(见图 4), 因此, 高能端的双微分截面主要来自低 n 态的 m 发射. 对 m, r 粒子作全面区分, 增强了 m 发射贡献, 这就是本模型在高端改善实验拟合的原因.

2. ${}^{54}\text{Fe}(p, p'), 29\text{MeV}^{[12]}$

图 5 给出了这个反应的计算结果, 其中短粗实线是实验值^[12], 拟合是满意的. m 与 r 粒子各自在能与低能端扮演主要角色. 在 C. K. Cline 的早期工作中^[13]这两个角色分别由激子模型预平衡能谱与复合核蒸发模型的平衡能谱担任; 这两部份曲线是分别调参以达到整体拟合的. 因此, 其中包含了较多人因素; 而本模型拟合都是一次调参完成的.

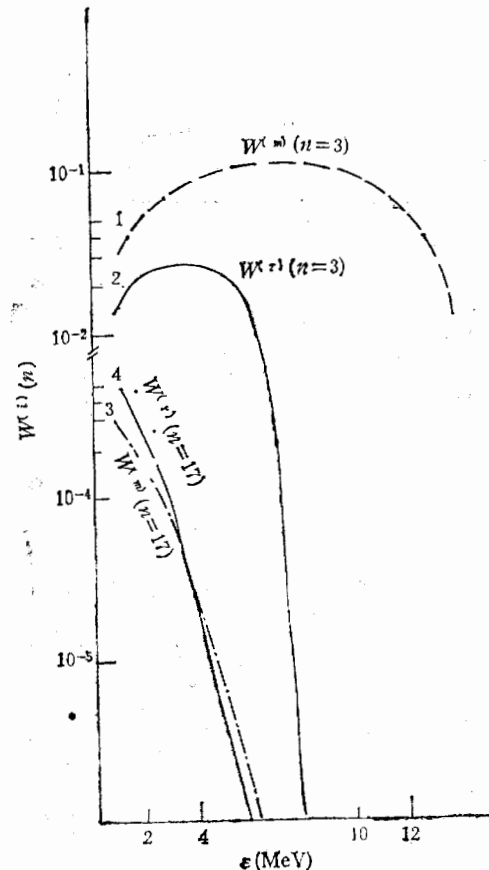


图 3 ${}^{93}\text{Nb}(n, n') 14.6\text{MeV}$, 发射几率 $W^{(n)}$, $W^{(r)} \sim \epsilon$ 关系

1--- $W^{(m)}(n=3, \epsilon)$, 2—— $W^{(r)}(n=3, \epsilon)$
3-·-·- $W^{(m)}(n=17, \epsilon)$, 4—— $W^{(r)}(n=17, \epsilon)$

因此, 其中包含了较多人因素; 而本模型拟合都是一次调参完成的.

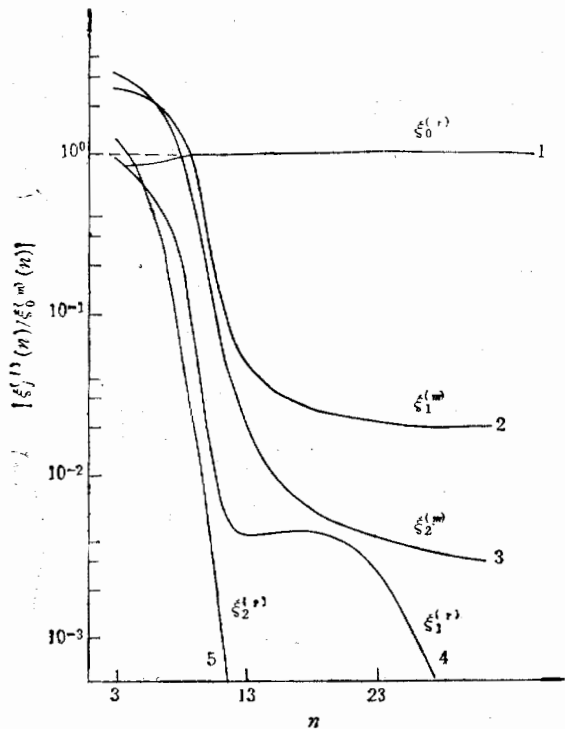


图4 $^{93}\text{Nb}(n, n')$ 14.6MeV $|\xi_i^{(i)}(n)/\xi_0^{(m)}(n)| \sim n$ 关系

1—— $|\xi_0^{(r)}/\xi_0^{(m)}|$, 2—— $|\xi_1^{(m)}/\xi_0^{(m)}|$,
3—— $|\xi_2^{(m)}/\xi_0^{(m)}|$ 4—— $|\xi_1^{(r)}/\xi_0^{(m)}|$, 5—— $|\xi_2^{(r)}/\xi_0^{(m)}|$

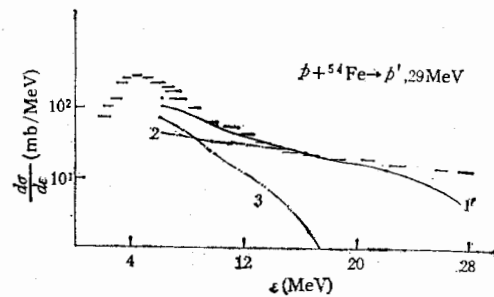


图5 $^{54}\text{Fe}(p, p')$, 29MeV, 能谱

---实验值^[12], 1——总能谱,
2---m贡献, 3---r贡献.

七、讨论与结论

1. 与激子模型的传统理论相比,本模型既没引入新参数,也没引入新假设。我们做的只是: 1) 考虑被忽略的慢粒子贡献。2) 对 m, r 粒子作全面区分;不单在态-角占据几率上;也在能量与态密度上。3) 这种区分的依据是: 在高能入射条件下,核内碰撞是自由 $N-N$ 弹性散射的假定。这也正是广义激子模型基本假定之一。

我们并未对 m, r 粒子的状态数或发射几率本身作假设;而只是以平衡时粒子平均能量 E/nP 作界线划分了 m, r 粒子系的能量空间,这使系统发射几率呈现了图3所示的全新面貌。主要是由于这一划分使我们对实验拟合有了改善。

2. 从本模型出发,会得到两个难以接受的推论:(1) m 粒子数目是恒定的。(2) 计算表明^[6]: 当 $n \rightarrow \infty$ 时 $\tilde{E}_m(n)$ 似乎并不收敛于 m 系平衡态能量 p_m/nE 。也即是说除非 m 粒子发射出去,否则系统将“永远”保持其非平衡特征。这是不可思议的。其根本原因是,关于核内 $N-N$ 自由弹散的假定,并不始终是真实的核内过程的好的近似。在高 n 态, m 粒子本身能量已不太高,此时它参与的碰撞已不再能看成是自由 $N-N$ 弹散了。因此,它丧失能量与记忆的速率要比本模型描述快得多,且迅速收敛于其平衡能量 P_m/nE ;它的数目

p_m 也会迅速地减少, 这告诉我们, 本模型适用范围只是高能入射低 n 态的预平衡体系。

3. 本模型对 m 系能量 $E_m(n)$ 的处理并不是很一致的。在求 α_n 时强调了对它碰撞经历的平均; 而在态密度及发射几率讨论中又只按其静态的状态数权重 $p_n(E_m)$ 求平均。因此, 至少可以说在态密度及发射几率中, 动力学信息输入是不充分的。似乎应该期望能以某种方式合理地获取一个来自动力学考虑的权重因子 $\rho_n(H, E_m)$, 使得有

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

$$\tilde{E}_m(n) = \int_{kE}^E dE_m E_m P_n(E_m) \rho_n(H, E_m),$$

以期与 α_n 的讨论自洽一致。

感谢石油部地球物理勘探研究院李振仑, 王德普工程师的热情讨论。

参 考 文 献

- [1] G. Mantzouranis et al., *Phys. Lett.*, **57B**(1975), 220.
- [2] G. Mantzouranis et al., *Z. Phys.*, **A276**, (1976), 145.
- [3] G. Mantzouranis et al., *Phys. Lett.*, **63B**(1976), 25.
- [4] Xujun et al., *Z. Phys.*, **A324**(1986), 153.
- [5] J. M. Aermans et al., *Phys. Rev.*, **C22**, (1980), 73.
- [6] S. N. Gupta, unpublished.
- [7] 王竹溪, “统计物理导论”, 125—132(高等教育出版社, 北京, 1965).
- [8] 缪容之等, “记忆粒子模型中碰撞比 α_n 的数值获取”宁波大学学报(自然科学版)(待发表).
- [9] D. Hermsdort et al., *ZFK-227*(1974).
- [10] 缪容之等, 中国科学院近代物理研究所内部资料, (未发表).
- [11] 陆中道等, 原子核物理, **5**(1983), 131.
- [12] F. E. Bertrand et al., Oak Ridge National Laboratory Report ORNL-4450(1969)
- [13] C. K. Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417.

A MEMORY PARTICLE MODEL IN STUDY OF PRE-EQUILIBRIUM EMISSION

MIAO RONGZHI

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica, Lanzhou)

ABSTRACT

Exciton of a composite system at high energy is divided into two subsystems which consist of memory particle m and non-memory particle r . After introducing α_n , the collision factor of m -particle in state n , the coupled master equations of the occupation probability of state-angle of m -particle and r -particle are established. The expression of state density, taking into account the distinguishability between m -particle and r -particle, and the formulas of the rate of β -particle emission of m -system and r -system in state n are also given. The calculation results show that the fit with experimental data is improved conspicuously and is much better than that obtained from the generalized exciton model.