

ii, 本工作也

Nucleon Inter-
7.

7, North-Hall-

s of Ph. D.,

A

nteraction
low-lying
are favo-

复杂粒子出射几率中聚合 几率 γ_β 的能量依赖

吴国华 缪容之 葛凌霄 刘建业

(中国科学院近代物理研究所)

摘 要

复杂粒子出射几率中聚合几率 γ_β 是一个复杂的函数。我们假设

$$\gamma_\beta = \gamma_\beta(A, E)[\epsilon_\beta/\text{MeV}]^\chi$$

研究与能量的依赖关系。 $\chi = 0.425$ 对 18 个反应的微分能谱 $\frac{d\sigma}{d\epsilon}$ 都有最佳拟合。由此提取 $\gamma_\beta(A, E)$ ，对同一复合系统的 $\gamma_\beta(A, E)$ 值很接近，随着复合系统质量数 A 的增加， $\gamma_\beta(A, E)$ 也增加，特别是对于 α 衰变核 ^{210}Po ， $\gamma_\beta(A, E)$ 明显地大于其它复合系统。

在预平衡统计模型中复杂粒子发射几率的研究已经有了许多工作。1971 年 C. K. Cline 和 M. Blann^[1] 由细致平衡原理导出了单核子出射几率公式。在此基础上 C. K. Cline^[2] 引入纯组合几率 $R_\beta(P)$ 和经验因子 $P_\beta!$ (为了拟合实验数据)，从而给出了复杂粒子的出射几率公式：

$$W_\beta(P, h, E_\beta) = \frac{(2S_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_m(\epsilon_\beta) \frac{\omega(P - P_\beta, h, U)}{\omega(P, h, E)} R_\beta(P) P_\beta! \quad (1)$$

尽管已经引进了 $P_\beta!$ 因子，但在能谱的高能端仍然比实验值低得多。1973 年 I. Ribansky 等人^[3] 提出用因子 $\gamma_\beta \frac{\omega(P_\beta, 0, E - U)}{g}$ 来代替(1)式中的因子 $P_\beta!$ 。首次在预平衡发射理论中提出复合粒子聚合几率 γ_β 的概念。认为出射粒子 β 是由复合系统内的 P_β 个核子以几率 γ_β 聚合而成的。他们给出的复杂粒子发射几率公式是：

$$W_\beta(P, h, \epsilon_\beta) = \frac{(2S_\beta + 1)}{\pi^2 \hbar^3} \mu_\beta \epsilon_\beta \sigma_m(\epsilon_\beta) \frac{\omega(P - P_\beta, h, U)}{\omega(P, h, E)} \frac{\omega(P_\beta, 0, E - U)}{g} R_\beta(P) \gamma_\beta \quad (2)$$

用(2)式计算的结果使能谱高能部份得到一些改善。但他们没有从细致平衡原理导出(2)式，使 C. K. Cline 对此提出批评。在我们的前一个工作中^[4]，考虑了中子质子可区分性的态密度，并提出了预平衡发射过程中准复合系统的概念，即认为复杂粒子的预平衡发射是经过复合系统 $C \rightarrow$ 准复合系统 $\text{QCI} \rightarrow$ 准复合系统 $\text{QCII} \rightarrow$ 剩余系统 R ，由细致平衡

原理证明了因子 $\gamma_\beta \omega(\pi_\beta, 0, \nu_\beta, 0, E - U)/g_{\pi_\beta}$ 的存在. 并给出了具有更准确物理意义的纯组合几率 $R_\beta(P)$ 的公式:

$$R_\beta(P) = \frac{P_\beta!}{\pi_\beta! \nu_\beta!} \frac{(P - P_\beta)!}{P!} \sum_{i=C}^D \frac{1}{(\pi_\alpha + i - \pi_\beta)! i! (P - \pi_\alpha - i - \nu_\beta)! (P - P_\alpha - i)!}, \quad (3)$$

$$\sum_{i=0}^{P-P_\alpha} \frac{1}{(\pi_\alpha + i)! i! (P - \pi_\alpha - i)! (P - P_\alpha - i)!}$$

其中

$$C = \max\{0, \pi_\beta - \pi_\alpha\}, \quad D = \min\{P - P_\alpha, P - \pi_\alpha - \nu_\beta\}. \quad (4)$$

最后得到复杂粒子出射几率公式:

$$W_\beta(P, h, \varepsilon_\beta) = \frac{(2S_\beta + 1)}{\pi^2 h^3} \mu_\beta \varepsilon_\beta \sigma_m(\varepsilon_\beta) \frac{\omega(P - P_\beta, h, U)}{\omega(P, h, E)} \cdot \frac{\omega(P_\beta, 0, E - U)}{g} \gamma_\beta R_\beta(P) f_g, \quad (5)$$

其中

$$f_g = \frac{g}{g_{\pi_\beta}} \simeq 2.$$

(5)式给出的理论计算结果与实验数据的拟合在能谱的高能部份有明显的改进.

由此可见,对于复杂粒子出射已经展开了许多研究工作,但在上述的所有研究中,聚合几率 γ_β 都是看作自由参数,是通过实验数据的拟合来提取的. 对于一个给定的核反应, γ_β 是一个常数. 显然这只是一个粗糙的近似. 事实上,复杂粒子出射的聚合几率 γ_β 应与复合系统的质量数 A , 激发能 E , 出射粒子能量 ε_β 和出射角 θ_β 有关,是一个十分复杂的函数,即 $\gamma_\beta = \gamma_\beta(A, E, \varepsilon_\beta, \theta_\beta)$.

由于理论计算的能谱在高能部总是低于实验值,使我们想到如果不把 γ_β 当作常数而是能量的增量函数,肯定会改善高能部份的拟合. 下面的一些分析更使这一想法有了理论依据. 在炮弹与靶核相互作用所形成的复合系统中,分布在 $\frac{(E - U)}{P_\beta}$ 附近的 P_β 个紧邻能级上的 P_β 个核子聚合形成成为具有能量为 ε_β 的 β 粒子. ε_β 愈大,这些能级的寿命愈短,宽度 Γ 愈大,参予贡献给聚合成 ε_β 能量的 β 粒子的能级数也愈多,所以聚合几率也愈大. ε_β 愈大,则表明聚合成 β 粒子的核子的平均能量也大,这些激发核子的相对运动速度愈大,则相互碰撞的几率也愈大,聚合的机会也愈大. 由此可见,聚合几率 γ_β 是随出射粒子能量 ε_β 的增加而增加的.

我们假设 $\gamma_\beta(A, E, \varepsilon_\beta) = \gamma_\beta(A, E) [\varepsilon_\beta/\text{MeV}]^\chi$, 从拟合实验数据来提取普适的 χ 值. 用 GEM 计算程序^[8]来计算 18 个反应的出射 α 粒子的微分截面 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$. 对每一个反应, n_0 采用最可几值,适当调节能级密度参数 C , 相互作用矩阵元参数 K 和核半径参数 r_0 . (以上参数值均在通常使用的合理范围内),使计算结果与实验数据^[5-7] 有最佳拟合,从而提取 $\gamma_\alpha(A, E, \varepsilon_\alpha)$, 列于表 1. 在进行下面的计算时,所有参数均固定不变. 挑选

12C
27Al
28Al
34F
37F
36F
35N
39C
36F
37F
60Z
63C
118c
119j
197i
209j
206j
207j

一组 J
GEM

其中

采用
数据不
几乎无
有改善
出 γ_α
系统,
加, 单

物理意义

表 1

反 应	复合系统	激发能 E	$r_\beta(A, E, \varepsilon_\beta)$	$r_\beta(A, E)$
$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)$	^{24}Mg	48.7MeV	3.1×10^{-4}	0.76×10^{-4}
$^{27}\text{Al}(^{12}\text{C}, \alpha)$	^{39}K	63.7MeV	4.2×10^{-4}	1.6×10^{-4}
$^{44}\text{Ca}(^{12}\text{C}, \alpha)$	^{52}Fe	66.2MeV	7×10^{-4}	4.7×10^{-4}
$^{54}\text{Fe}(p, \alpha)$	^{59}Co	33.5MeV	4.1×10^{-3}	1.0×10^{-3}
$^{57}\text{Fe}(p, \alpha)$	^{58}Co	38.4MeV	8.7×10^{-3}	2.1×10^{-3}
$^{56}\text{Fe}(d, \alpha)$		38.9MeV	9.2×10^{-3}	2.2×10^{-3}
$^{55}\text{Mn}(^3\text{He}, \alpha)$		37.9MeV	9.7×10^{-3}	2.3×10^{-3}
$^{59}\text{Co}(p, \alpha)$	^{60}Ni	56.7MeV	8.6×10^{-3}	2.1×10^{-3}
$^{58}\text{Fe}(\alpha, \alpha)$		57.4MeV	9.1×10^{-3}	2.2×10^{-3}
$^{57}\text{Fe}(^3\text{He}, \alpha)$		58.6MeV	9.6×10^{-3}	2.3×10^{-3}
$^{66}\text{Zn}(p, \alpha)$	^{67}Ga	55.0MeV	1.2×10^{-2}	3.1×10^{-3}
$^{63}\text{Cu}(\alpha, \alpha)$		55.3MeV	1.1×10^{-2}	2.8×10^{-3}
$^{118}\text{Sn}(p, \alpha)$	^{119}Sb	55.2MeV	1.8×10^{-2}	4.5×10^{-3}
$^{115}\text{In}(\alpha, \alpha)$		55.3MeV	2.0×10^{-2}	4.5×10^{-3}
$^{197}\text{Au}(p, \alpha)$	^{198}Hg	68.8MeV	1.2×10^{-2}	3×10^{-3}
$^{209}\text{Bi}(p, \alpha)$	^{210}Po	47.8MeV	1.3×10^{-1}	3.5×10^{-2}
$^{208}\text{Pb}(\alpha, \alpha)$		48.4MeV	1.2×10^{-1}	3.3×10^{-2}
$^{207}\text{Pb}(^3\text{He}, \alpha)$		49.2MeV	1.2×10^{-1}	3.2×10^{-2}

究中, 聚
核反应
率 r_β 应
是一个十

当作常数
想法有了

的 P_β 个
能级的寿
以聚合几
子的相对
率 r_β 是

取普通的

对每一个

半径参数

最佳拟合

选择

一组形成同一复合系统并具有相近激发能的反应: $p + ^{59}\text{Co}$, $\alpha + ^{56}\text{Fe}$, $^3\text{He} + ^{57}\text{Fe}$, 用 GEM 程序计算, 并采用

$$\frac{d\sigma}{d\varepsilon} = \sigma_a \sum_n t_n W_a(n, \varepsilon) [\varepsilon/\text{MeV}]^\chi, \quad (6)$$

其中 $W_a(n, \varepsilon)$ 是 α 粒子出射几率, 用(5)式。

$$t_n = \int_0^\infty P(n, t) dt \quad (7)$$

采用 J. M. Akkermans^[12] 给出的主方程的精确闭合解。调节 χ 值, 使计算的 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ 与实验数据有最佳拟合, 得到 $\chi = 0.425$ 。然后用同一方法计算 18 个反应的 α 出射能谱。发现几乎对所有反应在 $\chi = 0.425$ 时都有较好的拟合, 特别是对能谱的高能部份拟合程度更有改善。

从(5)式计算得到的能谱与实验结果的比较可以提取 $r_\alpha(A, E)$, 列于表 1。图 1 给出 $r_\alpha(A, E)$ 与复合系统质量数 A 的关系。由此可见: 对具有相近激发能的同一复合系统, $r_\alpha(A, E)$ 值也是相当接近的。随着复合系统质量数 A 的增加, $r_\alpha(A, E)$ 也增加, 特别是对于 α 衰变核 ^{210}Po , $r_\beta(A, E)$ 值明显地大于其它复合系统的值。这也许意

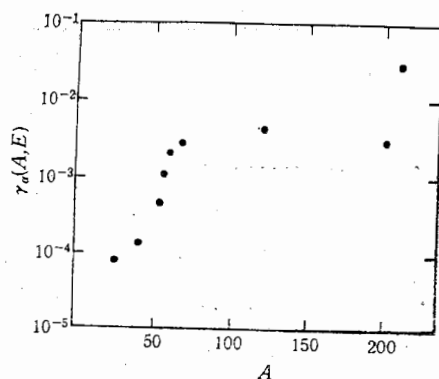
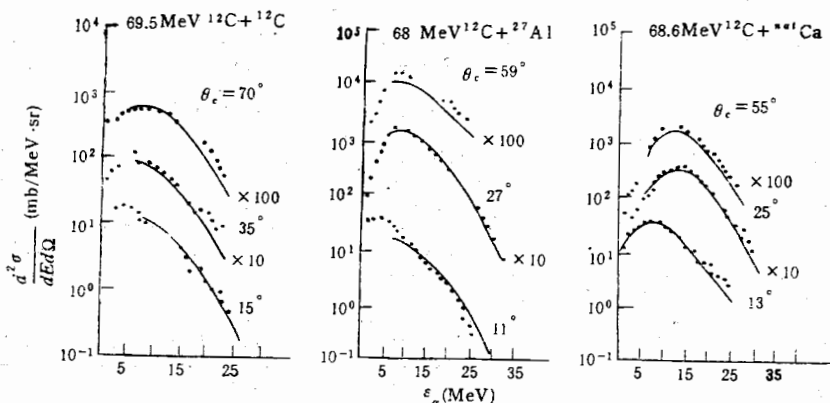
图 1 $\gamma_\alpha(A, E)$ 与复合系统质量数 A 的关系

图 2 双微分能谱图

● 是实验点，曲线是理论计算结果

意味着对于 α 衰变核，聚合成 α 的几率要大一些。要得到肯定的结论尚需做核结构微理论的深入探讨。

为了检验一下因子 $\left[\frac{\epsilon_\alpha}{\text{MeV}}\right]^\chi$ 的引入对双微分截面 $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega}$ 的影响，我们用快粒子量子模型理论的通用化程序 FPEM^[8] 计算了 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, ^{27}Al , $^{\text{nat}}\text{Ca}$ 的 $\frac{d^2\sigma}{d\epsilon d\Omega}$ ，计算中包含 $\left[\frac{\epsilon_\alpha}{\text{MeV}}\right]^\chi$ 因子， $\chi = 0.425$ ，计算结果与实验数据也拟合很好，见图 2。其余反应的理论计算结果与实验数据的比较见图 3。

综上所述可见， γ_α 的确是出射 α 粒子能量 ϵ_α 的增量函数，而且经验地得到 $\left[\frac{\epsilon_\alpha}{\text{MeV}}\right]^{0.425}$ 的关系。当然这只是由拟合实验而得到的经验关系。关于复杂粒子的形成存在几种不同的观点，例如对 α 粒子就有三种观点：(1) 在核内预先形成 α 结团，假设该结团与核子一样进行散射，出现 α 粒子 α 空穴，即 α 激子^[10]。(2) 在反应过程中费米面以上的核子在一定的冲量小球内可以合并成 α 粒子。(3) 费米面上下的核子都可以参与合并成 α 粒子。这些理论都获得一定的成功，可以描述某些实验结果，但也存在不少疑点。由于聚合几率 γ_β 从微观理论上研究尚存在不少困难，以前计算复杂粒子能谱时，只能拟合形状而提

取 γ

入手

 $\gamma_\alpha(A)$
实验的出

赖关

al. to

 α 粒准 d

体积

增大

纵坐

A. (

大部

几率

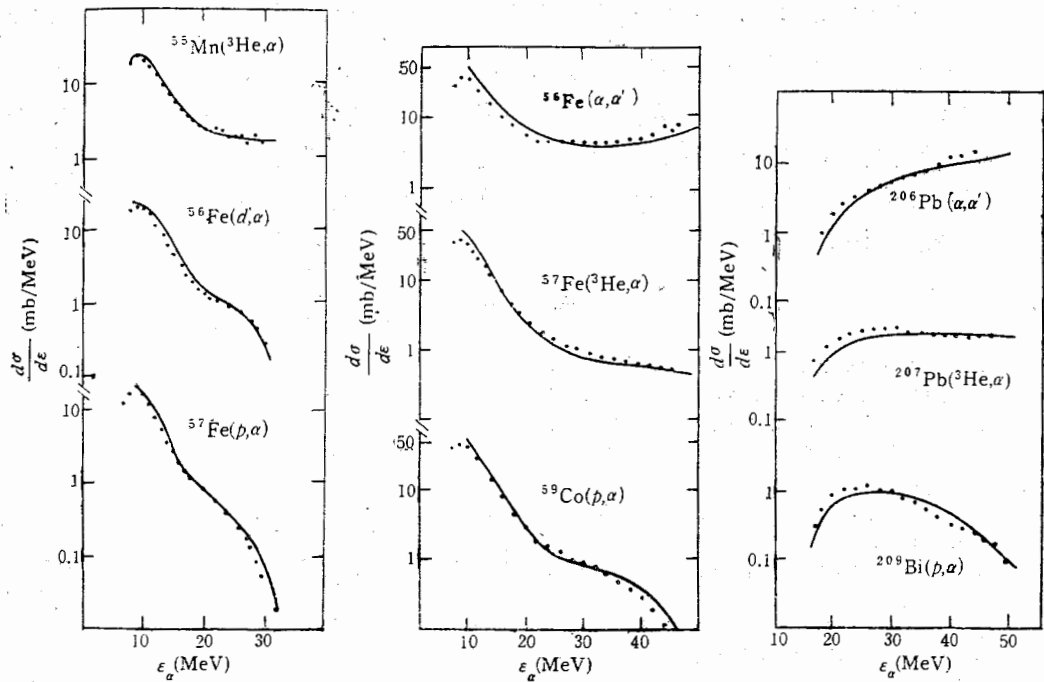


图 3 15 个反应的能谱图

● 是实验结果, 曲线是理论计算结果

取 γ_β 作为自由参量. 对于没有实验数据的反应就无法预言. 我们试图从分析实验数据入手, 给出一种经验的预言方法: 计算 $\frac{d\sigma}{d\varepsilon}$ 时, 包含 $\left[\frac{\varepsilon_\alpha}{\text{MeV}}\right]^{0.425}$ 因子, 即用(5)式, 然后从 $\gamma_\alpha(A, E) \sim E$ 的图中可以找到 $\gamma_\alpha(A, E)$ 的近似值, 从而给出能谱的预言图形. 由于实验数据的限制, 我们的讨论只限于 α 粒子出射, 但同样的方法可用于讨论其它复杂粒子的出射, 当然 χ 值会不同, 与 A 的依赖关系也会有所不同.

前面已经提到 γ_β 是一个复杂的函数, 本文只是经验地讨论了它对能量和质量的依赖关系. 进一步从微观理论上探讨它与 $A, E, \varepsilon_\beta, \theta_\beta$ 的关系, 无疑是很有意义的.

最后, 我们想对 γ_β 与复合系统质量数 A 的关系与 R. O. Owens^[9], A. Chevarier et al.^[10] J. R. Wu and C. C. Chang^[11] 等作一些探讨. 1984 年 R. O. Owens 指出前平衡 α 粒子截面是比例于 $A^{1.5-2.0}$ 增长的. 并提出二步过程来解释: 第一步形成 $2p-2h$ 态, 准 d 相互作用, 这一截面是与体积成正比的; 第二步是 (N, α) 反应, 它是面依赖的或者体积依赖的, 所以合起来将有 $A^{2/3}$ 或 A^2 的依赖关系. 结论是前平衡 α 出射几率是随 A 增大的, 这与我们的计算结果是一致的. 但他给出的图 15 却不对, $\ln f$ 应该是负值. 但纵坐标改为负值则 $f = \gamma_\beta \frac{g}{g_\beta}$ 是随 A 增加而减小了, 与自己的理论分析显然矛盾.

A. Chevarier et al. 得到前平衡发射几率是与靶核质量数 $A^{1/3}$ 成反比的. 但他们又认为大部份 α 粒子出射来自核表面, 且具有周边碰撞的性质. 按照这一理论, 那么前平衡发射几率应该正比于 $A^{2/3}$ 而不是 $A^{-1/3}$. 我们不明白为什么他们的理论分析与结果如此矛

构微观理

快粒子激

算中包含

应的理论

$\frac{\varepsilon_\alpha}{\text{MeV}}\right]^{0.425}$

几种不同

与核子

核子在

α 粒子

聚合几

率而

盾. J. R. W 和 C. C. Chang 得到的结果是 $\gamma_\beta \frac{g}{g_\beta}$ 随 A 增加而减小, 所有的点落在 $\alpha A^{-4/3}$ 与 αA^{-1} 二条直线之间. 但他们只计算了 9 个 (p, α) 反应. 由于计算方法的不同, 提取 γ_β 手段的差异, γ_β 本身的复杂性等等, 目前有许多问题尚待进一步研究. 我们初步的看法是 γ_β 应该是 A 的增量函数 (不是直线关系, 到很重的核时也许会下降), γ_β 还将与入射炮弹有关. γ_β 还应该包含结构效应. 对这些问题的深入研究将给出上述矛盾和分歧的判据.

参 考 文 献

- [1] C. K. Cline, M. Blann, *Nucl. Phys.*, **A172**(1971), 225.
 [2] C. K. Cline, *Nucl. Phys.*, **A193**(1972), 417.
 [3] I. Ribansky et al., *Phys. Lett.*, **45B**(1973), 318.
 [4] 缪容之, 吴国华, 高能物理与核物理, 10(1986), 82.
 [5] A. Chevarier et al., *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 25.
 [6] 谢元祥, 吴国华等, 高能物理与核物理, 9(1985), 71.
 [7] F. E. Bertrand and R. W. Peelle, ORNL-4469 (1970).
 [8] 激子模型程序 GEM, 近代物理研究所内部资料. 快粒子激子模型理论通用程序 FPEM, 近代物理所内部资料.
 [9] R. O. Owens et al., *Nucl. Phys.*, **A429**(1984), 61.
 [10] A. Chevarier et al., *Phys. Rev.*, **C11**(1975), 886.
 [11] J. R. Wu, C. C. Chang, *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 1540.
 [12] J. M. Akkermans, *Z. Phys.*, **A292**(1979), 57.

THE ENERGY DEPENDENCE OF THE CONDENSATION PROBABILITY IN THE COMPLEX PARTICLE EMISSION PROBABILITY

WU GUO-HUA MIAO RONG-ZHI GE LING-XIAO LIU JIAN-YE

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

ABSTRACT

The condensation probability γ_β is studied by assuming that $\gamma_\beta = \gamma_\beta(A, E) [g/g_\beta / \text{MeV}]^\chi$. When $\chi = 0.425$, the best agreement between the calculated $d\sigma/dE$ and the experimental data is obtained for 18 reactions. For the same composite systems, the extracted $\gamma_\beta(A, E)$ are nearly the same. When the mass of the composite system increases, the $\gamma_\beta(A, E)$ increases too. For the α -decay nucleus ^{210}Po , $\gamma_\beta(A, E)$ is larger than the others considerably.

类
区

的
s、
的成功
激发或
量级。
了简并
并对
色子和
限情形
根
文在 s
的 1⁺
们计算
的。

我

本