

# $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58m, g}\text{Co}$ , $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$ 和 $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$ 反应的激发函数

龙先灌 何福庆 彭秀峰 刘慢天

(四川大学原子核科学技术研究所, 成都)

## 摘 要

用活化法和选靶技术, 在入射  $\alpha$  粒子能量从 10.4 到 26.5 MeV 范围内, 测量了  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58m, g}\text{Co}$ 、 $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$  和  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$  反应的截面, 并同激子模型理论计算作了比较, 结果表明在上述反应中存在平衡前发射反应机制。

## 一、引 言

带电粒子引起的核反应激发函数是活化分析、同位素制备等核技术应用的重要核数据, 同时也提供研究核反应机制的一些信息。

关于  $\alpha$  粒子轰击  $^{55}\text{Mn}$  的核反应激发函数, 早期曾发表过一些测量结果<sup>[1,2,3]</sup>, 但限于当时的技术条件, 这些结果之间存在着较大的差异。

近十余年来, 由于高分辨  $\gamma$  能谱技术的发展和数据获取系统的自动化程度的提高, 有条件澄清上述差异。为此, 我们采用活化法和选靶降能技术, 使用高纯锗探测器和  $\gamma$  能谱自动获取与分析系统, 对  $\alpha$  粒子束轰击锰靶所产生的放射性产物, 不经过化学分离而直接进行  $\gamma$  能谱测量, 从而确定了入射  $\alpha$  粒子能量从 10.4 到 26.5 MeV 范围内,  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58m, g}\text{Co}$ 、 $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$  和  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$  反应的激发函数, 并同激子模型理论计算进行了比较, 理论计算值和实验结果符合较好, 这表明上述反应过程中, 存在平衡前发射反应机制。

## 二、实 验

### (1) $\alpha$ 粒子束辐照和 $\gamma$ 能谱测量

辐照是在我所 1.2 米迴旋加速器  $15^\circ$  管道上进行的, 实验条件与文献[4]相同。从加速器引出的 26.8 MeV  $\alpha$  粒子束, 打在由 10 块靶片构成的选靶上。每块靶片是用  $5.2\text{mg}/\text{cm}^2$  厚的纯铝箔作衬底, 用真空蒸镀方法得到  $1\text{mg}/\text{cm}^2$  左右厚的均匀纯锰薄层, 再覆盖上  $1.27\text{mg}/\text{cm}^2$  厚的纯铝箔作为捕集箔, 后者是用来防止核反应产物由于核反冲引起的丢

失。靶厚是用精度为十万分之一克的精密天平称重得到的。

实验过程中打在靶上的束流为  $0.2\text{--}0.3\mu\text{A}$ , 每 200 秒记录一次电量, 总共辐照约 2.5 小时, 积分电量为 2000 微库。轰击停止并冷却一段时间后, 将透靶从靶室中取出, 对每块靶片分别进行反应产物的  $\gamma$  能谱测量, 并观察每块靶片中的反应产物  $^{58}\text{Co}$  基态衰变随时间的变化。整个测量工作延续了 100 多小时。

$\gamma$  能谱测量使用了 ORTEC 公司的 GEM-30195 型高纯锗探测器, 其能量分辨率 (FWHM) 对  $^{60}\text{Co}$  的 1332 keV  $\gamma$  射线为 1.9keV。用 CANBERRA S-85 多道分析器和 IBM PC/XT 计算机进行  $\gamma$  能谱数据获取和分析, 可以直接得到核反应产物  $\gamma$  能谱全能峰的净计数。 $\gamma$  谱仪系统用  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{57}\text{Co}$  和  $^{54}\text{Mn}$  标准放射源作过能量刻度和探测效率刻度, 探测效率的误差在  $\gamma$  射线能量大于 100keV 时, 为 3%。

实验测量的反应产物的  $\gamma$  能谱全谱见图 1。

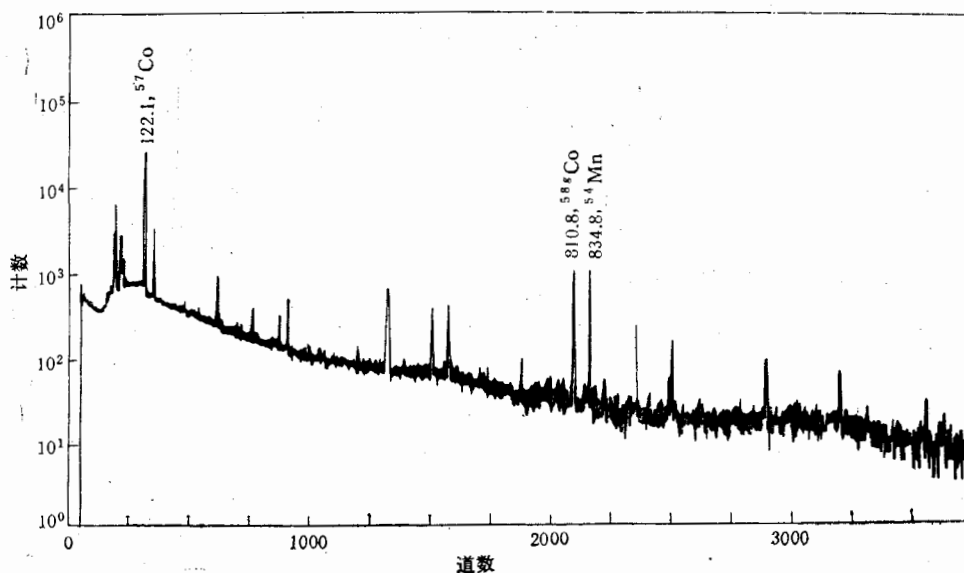


图 1  $\alpha + ^{55}\text{Mn}$  反应产物的  $\gamma$  能谱全谱

## (2) 截面的确定

在  $\alpha + ^{55}\text{Mn}$  反应中, 反应产物核的衰变数据<sup>[5]</sup>见表 1。

表 1 核反应产物的衰变数据

核反应产物	半衰期	$\gamma$ 射线能量 (keV)	绝对强度 (%)	核反应	$Q$ 值 (MeV)
$^{57}\text{Co}$	271.85d	122.1	85.6	$^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$	-12.1
$^{58\text{m}}\text{Co}$	9.15h	24.9	0.032	$^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58\text{m}}\text{Co}$	-3.5
$^{58}\text{Co}$	70.92d	810.8	99.4	$^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$	-3.5
$^{54}\text{Mn}$	312.5d	834.8	100.0	$^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$	-10.2

在计算反应截面时,我们分别选取 122.1, 810.8 和 834.8keV  $\gamma$  射线作为反应产物  $^{57}\text{Co}$ 、 $^{58}\text{Co}$  和  $^{54}\text{Mn}$  的标识  $\gamma$  射线.

用活化法确定反应截面,一般地,当靶被照射  $T$  时间后,冷却  $t_1$ , 在  $t_1$  到  $t_2$  之间活化产物的衰变数  $Y$  为

$$Y = \frac{n\sigma\phi}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda T)] [\exp(-\lambda t_1) - \exp(-\lambda t_2)]. \quad (1)$$

其中  $n$  为靶核数,  $\sigma$  为反应截面,  $\phi$  为入射粒子注量,  $\lambda$  为放射性反应产物核的衰变常数.

对于核反应中除生成反应产物核的基态外,还有同核异能态生成时,则需考虑同核异能态衰变对基态衰变的贡献. 在这种情况下,当靶被照射  $T$  时间后,冷却  $t_1$ , 在  $t_1$  到  $t_2$  之间基态的衰变数  $Y$  则为

$$Y = M\lambda_m\lambda_g \{ [1 - \exp(-\lambda_m T)] [\exp(-\lambda_m t_1) - \exp(-\lambda_m t_2)] / \lambda_m^2 - [1 - \exp(-\lambda_g T)] [\exp(-\lambda_g t_1) - \exp(-\lambda_g t_2)] / \lambda_g^2 \} + G [1 - \exp(-\lambda_g T)] [\exp(-\lambda_g t_1) - \exp(-\lambda_g t_2)] / \lambda_g. \quad (2)$$

式中  $M = n\sigma_m\phi$  和  $G = n\sigma_g\phi$ , 脚标  $m$  和  $g$  分别对应于反应产物的同核异能态和基态的量.

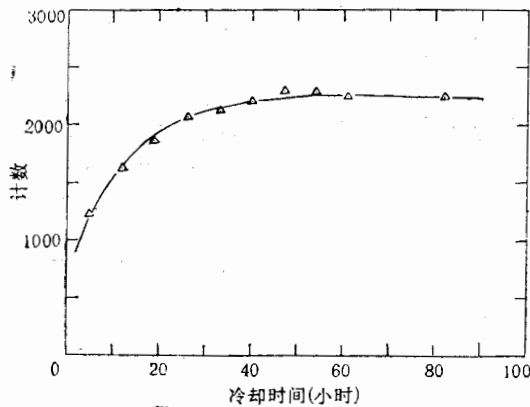


图2  $^{58}\text{Co}$  基态衰变随冷却时间的变化

$\Delta$  实验值 — 最小二乘拟合

子在靶层, 衬底和捕集箔中的能量损失, 从而得出在各个靶片上的入射粒子的能量, 由(1)式或(2)式计算得出的截面数据见表2. 截面的误差包括靶厚不均匀的误差、探测效率的误差和全能峰计数的统计误差. 总误差一般为8%左右.

我们把测量结果和前人的结果作了比较. 对于  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$  反应, Tanaka<sup>[1]</sup> 和 Iwata<sup>[2]</sup> 的测量均包括形成  $^{58}\text{Co}$  同核异能态和基态两者的贡献. Matuso<sup>[3]</sup> 着重测量了形成  $^{58}\text{Co}$  同核异能态和基态的截面比, 即  $\sigma_m/\sigma_g$ . 我们则分别确定了  $\sigma_m$  和  $\sigma_g$  的绝对值, 而截面比值与 Matuso 的结果符合较好.

对于  $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$  反应, 我们的测量比 Tanaka 和 Iwata 的结果大约高出10%.

在实验过程中, 我们对每块靶片分别测量了  $^{58}\text{Co}$  基态衰变数  $Y$  随时间的变化, 典型的测量结果之一见图2, 这是 26.5 MeV  $\alpha$  粒子轰击  $^{55}\text{Mn}$  靶生成  $^{58}\text{Co}$ , 其基态衰变所产生的 810.8 keV  $\gamma$  射线在 3300 秒内的计数随冷却时间  $t_1$  的变化.

对于上述数据, 按(2)式作最小二乘法拟合, 就可以求出相应的系数  $M$  和  $G$ , 进而可求出相应的截面  $\sigma_m$  和  $\sigma_g$ .

### (3) 实验结果

由  $\alpha$  粒子的能损数据<sup>[3]</sup> 计算  $\alpha$  粒子

表 2 核反应截面实验值 (以毫巴为单位)

$E_\alpha, \text{MeV}$	$^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Mn}$	$^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$	$^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$	$^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$
26.5	50±4	14±1	626±50	147±12
25.0	61±5	18±1	633±51	121±10
23.5	95±8	29±2	700±56	110±9
22.1	121±10	29±2	661±53	66±6
20.5	183±15	46±4	553±44	40±4
18.7	295±24	76±6	536±43	
17.0	351±29	104±8	343±27	
14.9	470±38	185±15	173±14	
12.8	477±38	305±24		
10.4	262±21	216±17		

由于我们制作的迭靶中, 每块靶片上均覆盖了捕集箔, 而作  $\gamma$  能谱测量时, 捕集箔和靶与衬底是一起测量的, 因此有效地防止了由于核反冲引起的剩余核的丢失. Röhn 等<sup>[7]</sup>仔细地测量并讨论了由于核反冲引起的剩余核丢失的问题, 在有的情况下这种丢失可高达剩余核总数的 28%. 我们认为, Tanaka 等测量结果偏低, 可能是由于核反冲引起的剩余核丢失所致.

### 三、理论计算

对于入射粒子能量较高, 发射粒子后剩余核处于连续态的核反应机制, 一般认为核反应中除了复合核形成发射粒子外, 还有形成复合核前发射粒子, 它们分别被称为平衡发射和平衡前发射.

在包括平衡前发射的统计理论中, 假定入射粒子和靶核形成具有一定的激发能的复合系统, 这个系统的初始态由初始激子数  $n_0$  表征, 由于核子间的两体相互作用, 通过一系列的中间态而使系统趋于平衡, 在每一步中间态激子数或者不变或者改变 2, 相应于粒子空穴对的产生或湮灭, 同时有一定的几率的粒子发射.

根据上述物理图象和相应的计算公式编制的计算程序 CMUP<sup>[8]</sup> 可以计算带电粒子入射在中重核上引起的各种核反应的截面、出射中子能谱等物理量.

我们利用上述程序, 计算了  $\alpha + ^{55}\text{Mn}$  反应的激发函数.

在计算中, 激子态密度采用了 Ericson 公式<sup>[9]</sup>, 并考虑了泡利修正和对能修正.

激子态间跃迁几率公式中的相互作用矩阵元的方均值, Kalbach 和 Cline<sup>[10]</sup> 根据实验能谱得出以下的经验公式

$$|\overline{M}|^2 = A^{-3} E^{-1} K,$$

其中  $K$  为可调参数.

复合系统的形成截面和逆截面由光学模型穿透系数计算, 光学模型参数选择如下: 对于  $n, p, t$  和  $^3\text{He}$  采用了 Becchetti 和 Greenlees<sup>[11]</sup> 的参数; 对于  $d$ , 采用了 Lohr 和 Haerberli<sup>[12]</sup> 的参数; 对于  $\alpha$ , 采用了 McFadden 和 Satchler<sup>[13]</sup> 的参数.

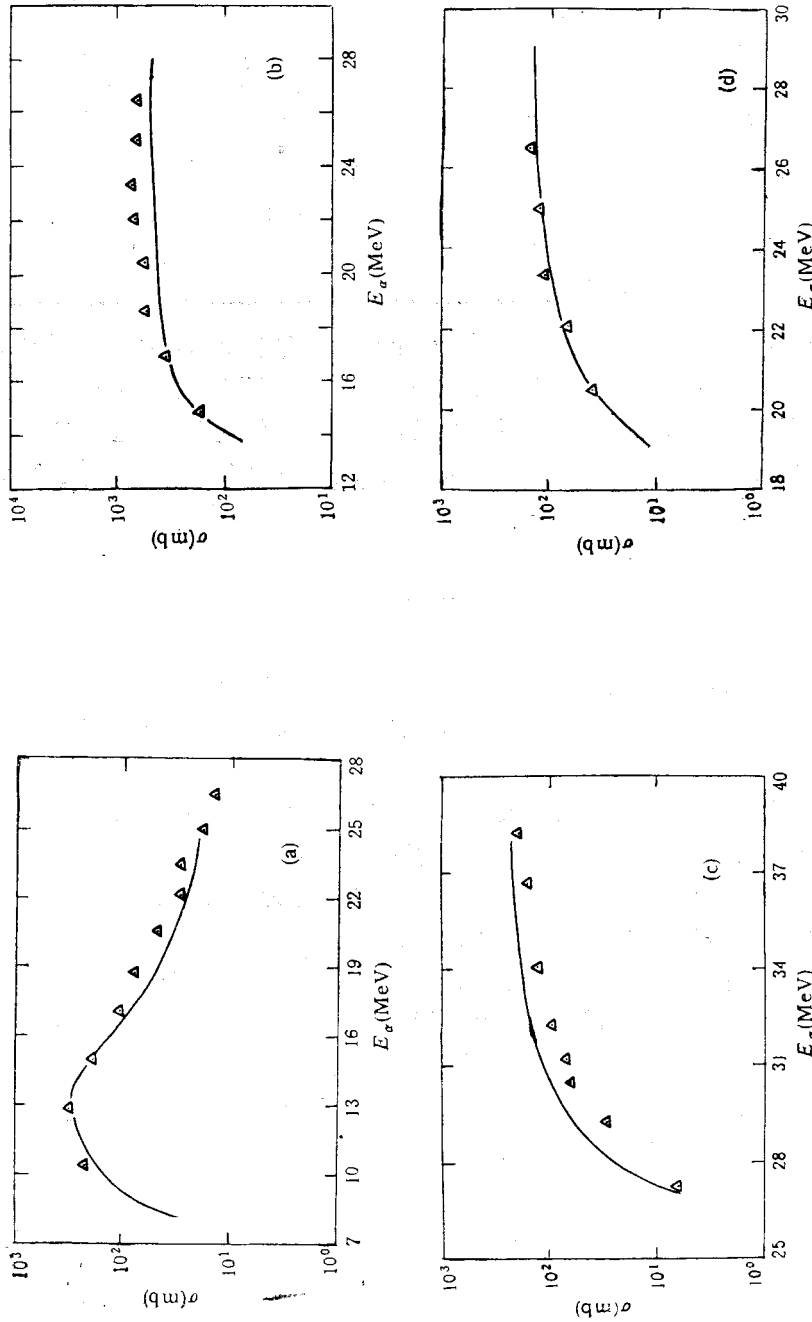


图3  $\alpha + \text{Mn}$  反应激发函数理论计算与实验测量的比较

$\triangle$  实验测量 —— 理论计算

- (a)  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{55}\text{Co}$  反应 (b)  $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{53}\text{Co}$  反应  
 (c)  $^{55}\text{Mn}(\alpha, 3n)^{52}\text{Co}$  反应 (d)  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha n)^{54}\text{Mn}$  反应

能级密度参数取自 Gilbert 和 Cameron<sup>[14]</sup>.

在计算中,我们把初始激子数  $n_0$  和相互作用矩阵元的方均值中的参数  $K$  作为可调参数,对于  $n_0 = 4, 5$  和  $6, K = 100, 150, 200, 400$  和  $800 \text{ MeV}^3$  分别进行了计算,计算结果表明当  $n_0 = 4$  和  $K = 150 \text{ MeV}^3$  时,理论计算值与实验结果符合较好. 理论计算和实验结果比较见图 3,其中 (a)、(b) 和 (d) 分别为我们测量的  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$ 、 $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$  和  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha' n)^{54}\text{Mn}$  反应激发函数与当  $n_0 = 4, K = 150 \text{ MeV}^3$  时理论计算值的比较. 同时在 (c) 中还划出了  $^{55}\text{Mn}(\alpha, 3n)^{56}\text{Co}$  反应激发函数的理论计算与实验测量的比较,实验值取自文献[1].

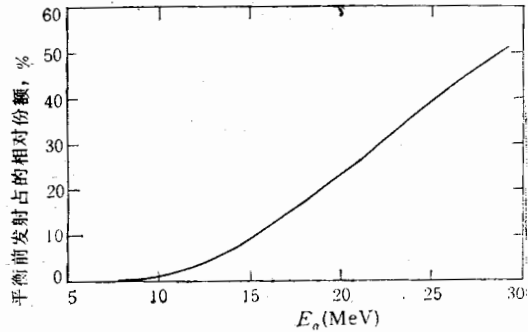


图 4  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$  反应中平衡前发射占整个发射的相对份额随入射粒子能量的关系

对于上述所选择的参数,我们还计算了  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$  反应截面中平衡前发射和蒸发占整个发射的相对份额,计算得到的平衡前发射的相对份额随入射粒子能量的变化情况见图 4. 这些结果表明,在入射  $\alpha$  粒子能量  $E_\alpha > 15 \text{ MeV}$  时,平衡前发射的相对份额约占 10%,当  $E_\alpha > 19 \text{ MeV}$  时,占 20% 以上,当  $E_\alpha > 25 \text{ MeV}$  时,占 40% 以上,因此,至少在能量  $15 \text{ MeV}$  以上,平衡前发射的反应机制似乎应该考虑,它占整个发射的相对份额是不容忽视的. 随着入射粒子能量的增加,平衡前发射占整个发射的贡献也越大.

综上所述,理论计算和实验测量符合较好表明,在我们实验测量的入射粒子能量范围内,在  $\alpha + ^{55}\text{Mn}$  反应中平衡前发射的反应机制是不容忽视的,因而用包括平衡前发射的统计理论能够较好地描述这些反应的激发函数.

作者感谢蔡崇海同志提供 CMUP 计算程序和王书暖同志在理论计算中所作的有益讨论.

## 参 考 文 献

- [1] S. Tanaka, M. Furukawa, T. Mikumo, S. Iwata, M. Yagi and H. Amand, *J. Phys. Soc. Jan.*, **15**(1960), 545.
- [2] S. Iwata, *J. Phys. Soc. Jan.*, **17**(1962), 1323.
- [3] T. Matsuo, J. M. Matuszek, N. D. Dudey and T. T. Sugihara *Phys. Rev.*, **139**(1965), B886.
- [4] 龙先灌,彭秀峰,何福庆,原子核物理,**9**(1987),48.
- [5] U. Reus and W. Westmeier, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **29**(1983), 194.
- [6] J. F. Ziegler, *Helium Stopping Powers and Ranges in All Elements*, New York, Pergamon Press, 1977, p. 66.
- [7] H. F. Röhm, C. J. Verwey, J. Steyn and W. L. Rantenbach, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **31**(1969), 3345.
- [8] 蔡崇海, CMUP 程序使用说明,(1988).
- [9] T. Ericson, *Adv. in Phys.*, **9**(1960), 425.
- [10] C. Kalbach and C. Cline, *Nucl. Phys.*, **A210**(1973), 590.
- [11] F. D. Becchetti and G. W. Greenlees, *Phys. Rev.*, **182**(1969), 1190.
- [12] J. M. Lohr and W. Haerberli, *Nucl. Phys.*, **A232**(1974), 381.
- [13] L. McFadden and G. R. Satchler, *Nucl. Phys.*, **84**(1966), 177.

[14] A. Gilbert and A. G. W. Cameron, *Can. J. Phys.*, 43(1965), 1446.

## EXCITATION FUNCTIONS FOR THE $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58\text{m},g}\text{Co}$ , $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$ AND $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha'n)^{54}\text{Mn}$ REACTIONS

LONG XIANGUAN HO FUQING PENG XIUFENG LIU MANTIAN

(*Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu*)

### ABSTRACT

The excitation functions are determined by activation method and stacked-foil technique for the  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58\text{m},g}\text{Co}$ ,  $^{55}\text{Mn}(\alpha, 2n)^{57}\text{Co}$  and  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \alpha'n)^{54}\text{Mn}$  reactions, from 10.4 to 26.5 MeV. The experimental results are compared with theoretical calculation by exciton model. It is showed that preequilibrium emission reaction mechanism is present in these reactions.