

# $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ 反应截面测量

李际周 卢涵林 范培国 马鸿昌 李野砂

(中国科学院原子能研究所)

## 摘 要

在  $E_n = 12-18\text{MeV}$ , 用活化法测量了  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  反应截面, 在  $E_n = 14.61 \pm 0.20\text{MeV}$  处做了绝对测量, 结果为  $108.0 \pm 2.7$  毫巴。中子通量用伴随粒子法测定, 并与反冲质子望远镜相比较, 两种方法在 1—2% 的误差范围内一致。 $^{56}\text{Mn}$  的  $\gamma$  放射性用  $\phi 10 \times 7.6$  厘米的 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量, 谱仪探测效率率用  $4\pi\beta - \gamma$  符合法定标的  $^{56}\text{Mn}$  标准源刻度。测量结果与现有数据进行了比较。

## 一、引 言

由于  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  反应具有合适的反应截面, 样品容易制备, 产物的半衰期适中, 放射性强度又便于精确测量, 因此其截面常被作为测定其他反应截面和快中子通量的标准。该反应激发曲线还是很好的阈探测器之一。许多实验室对此反应虽作了多次测量, 但彼此还有达 10% 的分歧, 需要进一步作高精度测量。

为了提高截面测量的精度和准确性, 对中子通量绝对测量提出了更高的要求, 因此我们在以前工作<sup>[1]</sup>的基础上对伴随粒子法和反冲质子望远镜有关方面作了进一步的分析和改进。特别是在计算反冲质子望远镜效率时, 不再采用 J. L. Gammel 半经验公式, 而采用 J. G. Hopkins 的 n-p 散射微分截面表达式<sup>[2]</sup>, 这样算得的望远镜效率, 在 14MeV 附近, 比原来的效率高 2.2%, 从而解决了过去望远镜测量中子通量比伴随粒子法偏高的问题。目前两种方法已在 1—2% 误差范围内一致。关于望远镜效率和校对的细节见资料[3], 本文只着重介绍伴随粒子法。

## 二、测量原理和实验安排

### 1. 截面计算公式

活化法测量中子反应截面是通过测量反应生成核的放射性强度, 在已知中子通量的情况下, 推算出反应截面。由于样品在辐照时中子通量不可能完全保持恒定, 而生成核在生成之后也不断地衰变, 因此要对中子通量的变化进行修正, 我们采用分段计算方法, 在

每一段时间内,中子通量变化很小,可看作是恒定的.其计算公式如下:

$$\sigma = \frac{N_{\gamma} R^2}{M \varepsilon_{\gamma} f_{\alpha} f_{\beta} \frac{1}{1 + \alpha} \sum_{i=1}^l \phi_i (1 - e^{-\lambda T_i}) e^{-\lambda t_i}} \quad (1)$$

式中  $N_{\gamma}$ ——所测特征  $\gamma$  射线全能峰单位时间计数;  $M$ ——所测样品同位素的核数目;  $R$ ——样品到中子源的距离;  $\phi_i$ ——照射过程中第  $i$  段时间内的中子通量,中子数/单位时间单位立体角;  $T_i$ ——样品的第  $i$  段照射时间;  $t_i$ ——第  $i$  段照射停止到放射性测量时的冷却时间;  $\lambda$ ——放射性衰变常数;  $\varepsilon_{\gamma}$ ——全能峰效率;  $f_{\beta}$ ——所测特征  $\gamma$  射线在样品中的自吸收修正因子;  $f_{\alpha}$ ——特征  $\gamma$  射线的分支比;  $\alpha$ ——内转换系数.

## 2. 样品辐照

中子源均采用  $T(d, n)^4\text{He}$  反应.在静电加速器上作相对测量,在高压倍加器上作绝对测量,为了精确测定 14MeV 附近激发曲线的走向和便于归一,在高压倍加器上也进行了相对测量.

在静电加速器上作相对测量时,氘束平均能量  $\bar{E}_d$  采用三种值,分别为 2, 1.5 和 1MeV. 氘靶的厚度分别相应为 2, 1.5 和 1.35 毫克/厘米<sup>2</sup>. 在高压倍加器上作相对测量时,入射氘束能量  $E_d = 200\text{KeV}$ , 靶厚为 0.3 毫克/厘米<sup>2</sup>,  $\bar{E}_d = 140\text{KeV}$ . 辐照时样品放在直径为 150 毫米的环状有机玻璃样品架上.为了减少靶点漂移所造成的误差,样品成对放在氘束的对称位置,计算时取两对称样品的平均值.

绝对测量时纯铁样品(纯度为 99.9985%)直径为  $\phi 15$  和  $\phi 20$  毫米两种,距靶采用三种距离,分别为 5, 8 和 10 厘米,氘靶用只有靶面中心  $\phi 8$  毫米处吸附有氘的芯靶,厚度约 0.5 毫克/厘米<sup>2</sup>. 靶面与氘束成  $45^\circ$  角,入射氘束能量为  $200\text{KeV}$ ,  $\bar{E}_d = 120\text{KeV}$ . 样品放在与入射氘束夹角  $\theta = 45^\circ$  方向并与靶面平行的位置上,该方向的平均中子能量  $\bar{E}_n = 14.61\text{MeV}$ . 中子源强大于  $4 \times 10^9$  中子/秒,辐照时间为 1—2 小时.辐照过程中,为了监视中子通量的变化,我们在记录伴随粒子总计数的同时又监测计数率,并且随时调整加速器,使中子通量尽量稳定.

## 3. $\gamma$ 放射性测量

$^{56}\text{Mn}$  的  $\gamma$  放射性用  $\phi 10 \times 7.6$  厘米 NaI(Tl) 闪烁谱仪测量.半衰期取 2.587 小时.特征  $\gamma$  射线全能峰的效率  $\varepsilon_{\gamma}$  用  $^{56}\text{Mn}$  薄膜源刻度,薄膜源用  $4\pi\beta - \gamma$  符合法绝对标定强度.刻度进行过两轮,每轮使用三个薄膜源,最后取平均值,其相对标准误差为 0.5%,两轮刻度结果一致.刻度时还对薄膜源环的几何高度进行了修正,并作出了效率的径向变化曲线,以便对样品的效率作相应的修正.

## 4. 14MeV 中子通量的绝对测量

对于  $T(d, n)^4\text{He}$  反应产生的 14MeV 中子通量,我们用伴随粒子法测定.实验装置及电子学方框图见图 1.

用金硅面垒型半导体探测器探测伴随  $\alpha$  粒子(电阻率约 100 欧姆-厘米,偏压为 15 伏).探测器前的限制光栏半径为  $r = 1.990 \pm 0.005$  毫米.为防止靶上散射的氘进入探测器,在探测器前挡有 1 微米厚的铝箔.为防止管壁上散射的  $\alpha$  粒子进入探测器,管壁上装有三道防散射光栏.为减少靶点漂移的影响,在氘束的入射方向上装有两个  $\phi 8$  毫米的

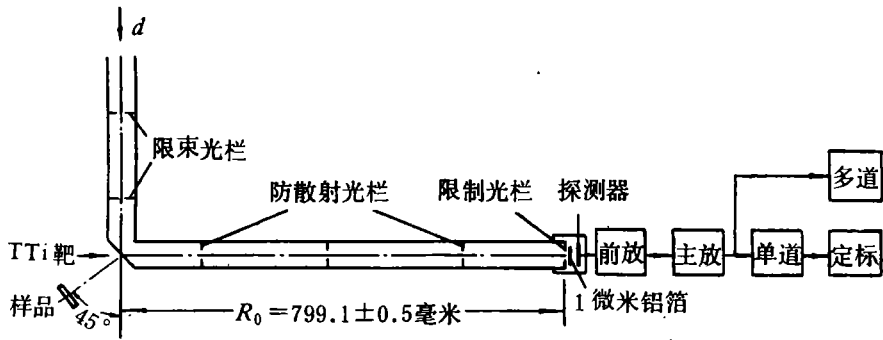


图 1

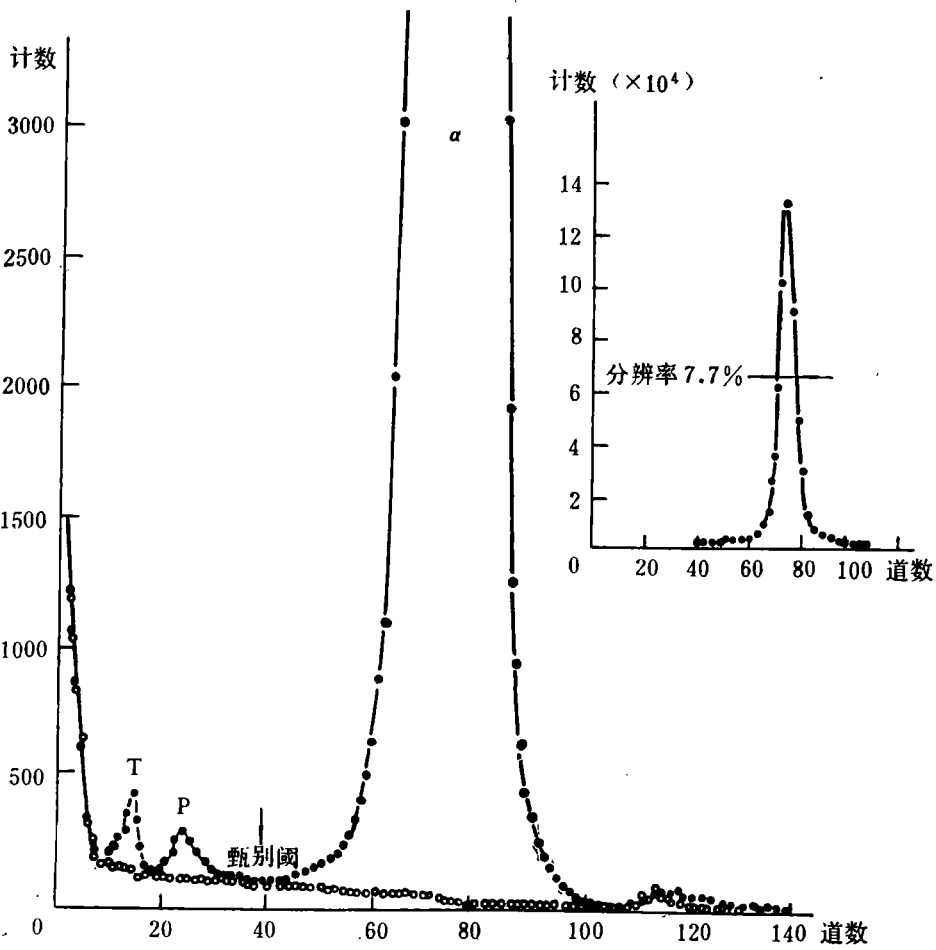


图 2 典型的  $\alpha$  粒子谱

●—— 效应加本底； ○—— 本底

光栏。

测得的典型  $\alpha$  粒子谱见图 2。前面两个小峰是由于入射氘束与靶面上吸附的氘核引起的  $\text{D}(d, p)\text{T}$  反应而产生的氚和质子峰, 它们与  $\alpha$  粒子峰能清楚地分开。而  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$  反应产生的  $^3\text{He}$  粒子能量较低, 经 1 微米铝箔后淹没在噪声中了。  $\alpha$  峰后面较宽的小峰主要是中子与探测器中的硅材料和探测器周围物质上的  $(n, p)(n, \alpha)$  反应产生的带电粒子。为了测量本底, 在半导体前面挡 14 微米厚铝箔, 以便阻止  $\alpha$  粒子进入半导体, 典型的本底曲线见图 2, 甄别阈以上计数, 约占效应的 0.6%。

影响通量测量准确性的主要因素及采取的相应措施如下:

1) 各向异性修正因子  $A_\alpha$  值 由于靶有一定厚度, 氘束在靶中不断损失能量, 因此必须根据氘在氘靶中不同深度的产额求平均值  $\bar{E}_d$  和  $\bar{A}_\alpha$ 。在计算  $\bar{A}_\alpha$  值时, 假定氘在氘靶中均匀分布; 入射氘束成分仅有  $\text{D}_1^+$  离子; 入射氘在与氘核反应前没有散射。但实际情况并不完全符合这三点假定, 氘在靶中的分布表面少, 中层多, 内层也减少, 并不是均匀的; 在加速的氘束中, 除了  $\text{D}_1^+$  外, 还有  $\text{D}_2^+$  和  $\text{D}_3^+$ , 虽然经过磁分析器偏转后有所改善, 但  $\text{D}_1^+$  仅占 90% 左右。另外计算  $\bar{E}_d$  和  $\bar{A}_\alpha$  值也依赖于  $\text{T}(d, n)$  反应的截面和氘在氘靶中能量损失率的精度。此外, 随着轰击时间的增加, 靶面上附着的碳层逐渐加厚, 也会使入射氘束的有效能量  $E_d$  减少。所有这些因素都会给  $\bar{A}_\alpha$  值带来误差, 但是对于  $\alpha$  粒子探测方向与入射氘束方向成直角的  $90^\circ$  靶管,  $A_\alpha$  值随  $E_d$  变化很小, 因而影响较小。对于  $\alpha$  粒子探测方向与入射氘束方向成  $135^\circ$  或接近  $180^\circ$  的靶管则影响要大得多。

2) 竞争反应 除了上面讲的  $\text{D}(d, n)^3\text{He}$  和  $\text{D}(d, p)\text{T}$  反应产生的 P, T 和  $^3\text{He}$  峰可用适当的甄别阈去掉外, 还有  $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$  反应。  $^3\text{He}$  是由氘经  $\beta^-$  衰变而产生的, 一块制成一年的旧氘靶, 其  $^3\text{He}$  的含量约占氘含量的 6%。  $^3\text{He}(d, p)^4\text{He}$  反应产生的  $\alpha$  粒子与  $\text{T}(d, n)^4\text{He}$  反应产生的  $\alpha$  粒子能量相近, 不易分开。但  $^3\text{He}(d, p)$  反应在  $E_d = 200$  KeV 时, 反应截面比  $\text{T}(d, n)$  反应小一个数量级, 在  $E_d = 400$  KeV 时, 两反应截面近乎相等。因此, 为了减少竞争反应的影响, 我们采用  $E_d = 200$  KeV 的氘束轰击新制成的氘靶。

3) 靶点漂移 由于入射氘束打在靶上的位置会变动, 靶点也不是理想的点源, 因而会使靶点到探测器限制光栏的距离  $R$ 。定不准, 从而带来误差。我们选择较大的  $R$ 。和  $\phi 8$  毫米芯靶, 可以减少误差。

表 1  $\theta = 45^\circ$  时  $90^\circ$  靶管的中子通量测量误差

误差来源	误差, $\pm\%$
$A_\alpha$ 值的误差	0.7
靶点漂移使 $R$ 。值变化以及 $R$ 。测量带来的误差	0.6
限制光栏测量引起的误差	0.5
$^3\text{He}$ 竞争反应引起 $\alpha$ 计数变化的误差	0.5
本底扣除引进的误差	0.3
死时间修正误差	0.3
统计误差	0.1
总 计	1.2

4) 中子引起的核反应 中子与半导体探测器中的硅以及周围物质(如: 铝, 铜)都能产生  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$  反应而被探测器记录. 由图 2 可以看出, 这些带电粒子基本上可在测本底时扣除.

5)  $\alpha$  粒子的库仑散射 由于靶很薄,  $\alpha$  粒子穿出靶面时的库仑散射几率很小, 并且小角散射仍可被探测器记录下来,  $\alpha$  粒子在靶衬上的大角库仑散射可以不考虑,  $\alpha$  粒子在管壁上的库仑散射由于有三道防散射光栏, 也可以忽略.

综上所述,  $90^\circ$  靶管的中子通量测量误差见表 1.

### 三、测量结果和误差分析

#### 1. 绝对测量

我们对  $T(d, n)^4\text{He}$  中子源在  $\bar{E}_d = 120\text{KeV}$  时产生的  $14\text{MeV}$  中子在靶装置上的吸收和散射引起中子通量的变化用蒙特-卡洛方法进行了计算, 对结果进行了修正.

绝对测量误差来源及贡献见表 2.

表 2 绝对测量误差

误差来源	误差, $\pm\%$
全能峰效率刻度误差	1.5
中子通量测量误差	1.2
中子通量变化分段处理误差	0.5
样品离靶距离误差	1.4
统计误差	0.5
样品自吸收及高度修正误差	0.3
靶头散射修正误差	0.2
样品称重误差	0.1
总计	2.5

全能峰效率刻度误差包括用  $4\pi\beta - \gamma$  方法标定薄膜源绝对强度的误差和用薄膜源刻度  $\text{NaI}(\text{Tl})$  闪烁谱仪时引进的误差. 由于辐照时中子通量会发生变化, 伴随  $\alpha$  粒子总计数每 5 分钟记一次, 计算时分段处理, 也会引入一定的误差. 由于样品有一定的大小和厚度, 还作了样品自吸收及高度修正以及面源修正. 因为天然铁样品中含有 2.19% 的  $^{57}\text{Fe}$  同位素, 竞争反应  $^{57}\text{Fe}(n, np)$ ,  $(n, d)$ ,  $(n, pn)$   $^{56}\text{Mn}$  反应的贡献也需扣除, 其截面见 [4], 修正量为  $(0.14 \pm 0.04)\%$ .

样品照射时采用三个不同距离多次进行辐照, 没有观察到截面随距离的系统变化, 测量结果取平均值. 最后结果,  $E_n = 14.61 \pm 0.20\text{MeV}$  时截面为  $108.0 \pm 2.7$  毫巴.

我们还用  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$  反应作为标准, 用同样面积的铝铁夹心辐照, 相对测量  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  反应截面, 在  $E_n = 14.61\text{MeV}$  时,  $^{27}\text{Al}(n, \alpha)$  反应截面为  $117.5 \pm 3.0$  毫巴<sup>[5]</sup>, 这样定出的  $^{56}\text{Fe}(n, p)$  反应截面为  $108.3 \pm 2.9$  毫巴, 与上面绝对测量得出的截面结果一致.

#### 2. 相对测量

静电加速器上相对测量采用  $\bar{E}_d = 1, 1.5$  和  $2\text{MeV}$  三种能量, 其相应的  $T(d, n)^4\text{He}$

反应中子角分布,我们用反冲质子望远镜单独进行了测量,误差为 $\pm 3\%$ ,与 S. J. Bame<sup>[6]</sup>的结果在误差范围内基本一致。样品 $\gamma$ 放射性测量误差为 $\pm 1\%$ ;计数统计误差为 $\pm 0.5\%$ ;样品称重误差为 $\pm 0.1\%$ ;当 $\bar{E}_d = 1, 1.5$ 和 $2\text{MeV}$ 时,相对测量误差为 $\pm 3.2\%$ 。

当 $\bar{E}_d = 140\text{KeV}$ 时,实验室角分布是用运动学关系式计算出来的,考虑靶结构材料散射修正后,误差合起来为 $\pm 1\%$ ,这种情况下相对误差为 $\pm 1.5\%$ 。

相对测量结果用绝对测量截面归一后列于表3,表3所列误差包括了绝对测量的误差。

表3  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$  反应截面

$E_n, \text{MeV}$	$\sigma_{\text{Fe}}, \text{毫巴}$	$E_n, \text{MeV}$	$\sigma_{\text{Fe}}, \text{毫巴}$
12.79 $\pm$ 0.29	112.8 $\pm$ 4.6	15.27 $\pm$ 0.30	95.1 $\pm$ 3.9
12.86 $\pm$ 0.21	113.0 $\pm$ 4.6	15.68 $\pm$ 0.36	91.1 $\pm$ 3.7
12.98 $\pm$ 0.18	116.7 $\pm$ 4.8	16.04 $\pm$ 0.32	83.3 $\pm$ 3.4
13.53 $\pm$ 0.11	113.0 $\pm$ 3.3	16.05 $\pm$ 0.43	85.3 $\pm$ 3.5
13.62 $\pm$ 0.25	114.4 $\pm$ 4.7	16.56 $\pm$ 0.29	77.2 $\pm$ 3.1
13.64 $\pm$ 0.31	114.4 $\pm$ 4.7	16.63 $\pm$ 0.33	76.3 $\pm$ 3.1
13.68 $\pm$ 0.35	114.3 $\pm$ 4.7	16.77 $\pm$ 0.28	74.1 $\pm$ 3.0
13.78 $\pm$ 0.11	114.1 $\pm$ 3.3	17.18 $\pm$ 0.38	69.3 $\pm$ 2.7
14.39 $\pm$ 0.13	109.9 $\pm$ 3.2	17.30 $\pm$ 0.26	67.5 $\pm$ 2.7
14.61 $\pm$ 0.20	108.0 $\pm$ 2.7	17.54 $\pm$ 0.22	66.9 $\pm$ 2.7
14.66 $\pm$ 0.16	107.6 $\pm$ 3.1	17.97 $\pm$ 0.27	59.3 $\pm$ 2.4
14.84 $\pm$ 0.18	105.3 $\pm$ 3.1	18.26 $\pm$ 0.21	58.5 $\pm$ 2.4
14.90 $\pm$ 0.18	104.9 $\pm$ 3.1		

#### 四、结果讨论

对于 $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ 反应已有很多作者进行过测量,14.8MeV附近的截面值 $\sigma_{\text{Fe}}$ 的比较以及 $\sigma_{\text{Al}}/\sigma_{\text{Fe}}$ 的比较见表4。由于数据较多,只列出中子通量作绝对测量误差小于10%的实验数据进行比较。

表4 14.8MeV附近 $\sigma_{\text{Fe}}$ 和 $\sigma_{\text{Al}}/\sigma_{\text{Fe}}$ \*的比较

作者	发表年份	通量测量	放射性测量	$E_n, \text{MeV}$	$\sigma_{\text{Fe}}, \text{毫巴}$	$\sigma_{\text{Fe}}$ 归一到14.8MeV的值	$\sigma_{\text{Al}}/\sigma_{\text{Fe}}$	资料
本文		伴随 $\alpha$	$\gamma$	14.61 $\pm$ 0.20	108.0 $\pm$ 2.7	106.0	1.088	
K. Kudo	1977	伴随 $\alpha$	$4\pi\beta - \gamma$	14.8	107.1 $\pm$ 3.1	107.1		[7]
J. L. Robertson	1973	反冲质子	$4\pi\beta - \gamma$	14.78 $\pm$ 0.10	109.8 $\pm$ 2.9	109.5	1.052	[8]
G. C. Bonazzola	1964	伴随 $\alpha$	端窗 $\beta$	14.7 $\pm$ 0.3	105 $\pm$ 5	103.8	1.066	[9]
H. Liskien	1965	反冲质子	$\gamma$	14.80 $\pm$ 0.27	95.7 $\pm$ 6.1	95.7	1.24	[10]
J. D. Hemingway	1965	测定停留在铝箔中 $^4\text{He}$ 粒子的量	$\gamma$	14.80 $\pm$ 0.10	96.7 $\pm$ 4.5	96.7	1.07	[11]

\*  $\sigma_{\text{Al}}/\sigma_{\text{Fe}}$ 表示作者在相同中子能下 $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ 与 $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ 反应截面之比。

从表4可以看出,很多作者在测 $\sigma_{\text{Fe}}$ 时也测了 $\sigma_{\text{Al}}$ ,我们在比较 $\sigma_{\text{Fe}}$ 的同时也可以从 $\sigma_{\text{Al}}/\sigma_{\text{Fe}}$ 值来判断数据的符合情况。我们的结果与 K. Kudo 和 G. C. Bonazzola 等一致,

与 J. C. Robertson 等在误差范围内符合, 与 H. Liskien 等和 J. D. Hemingway 等的结果相差 10% 左右。H. Liskien 等的  $\sigma_{Al}$  截面与一般作者较一致,  $\sigma_{Fe}$  截面较低, 因此其  $\sigma_{Al}/\sigma_{Fe}$  值比一般作者较高。J. D. Hemingway 等的结果  $\sigma_{Al}/\sigma_{Fe}$  比值与一般作者一致,  $\sigma_{Al}$  和  $\sigma_{Fe}$  都偏低, 可能在他们测量中子通量的独特方法中存在有某种系统偏差。

关于激发曲线的比较见图 3。由图 3 可以看出, 我们的结果与 D. C. Santry 等<sup>[12]</sup> 和 J. Terrell 等<sup>[13]</sup> 的结果较一致, 与 H. Liskien 等的结果走向一致, 绝对值相差 10% 左右。

参加本工作的还有陈宝林、王大海、崔云峰、赵文荣、黄建周等同志

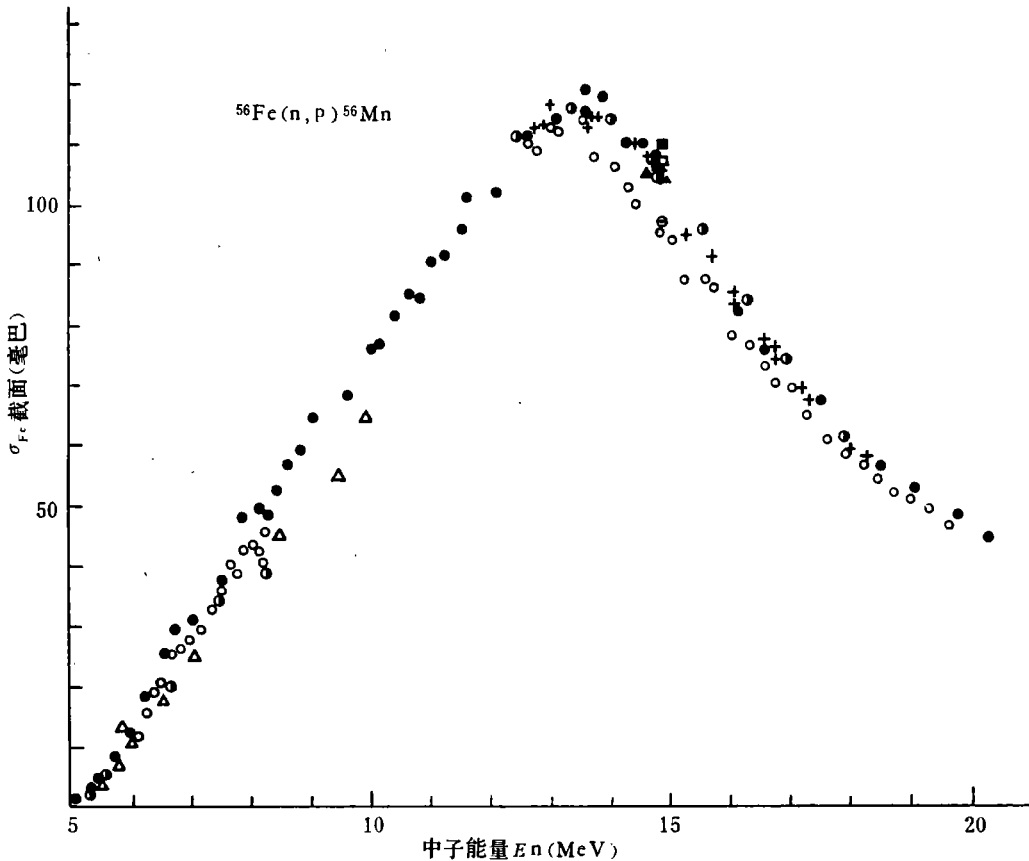


图 3  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  反应激发曲线

+ 本文; ● Terrell [13]; ● Santry [12]; ○ Liskien [10]; △ Smith [14];  
□ K. Kudo [7]; ■ Robertson [8]; ▲ Bonazzola [9]; ⊖ Hemingway [11]

### 参 考 资 料

- [1] 巩玲华等, 物理, 1 (1972), 62.
- [2] J. C. Hopkins et al., Nucl. Data Tables, A9 (1971), 137.
- [3] 李际周等, «快中子通量测量中闪烁望远镜法与伴随粒子法的校核问题», (内部).
- [4] D. M. Chittenden et al., Phys. Rev., 122 (1961), 860.
- [5] 卢涵林等, Al, Ti, V, I 的快中子激发曲线, (待发表).
- [6] S. J. Bame et al., Phys. Rev., 107 (1957), 1616.
- [7] K. Kudo, Nucl. Instr. Methods, 141 (1977), 325.

- [ 8 ] J. C. Robertson et al., *J. Nucl. Energy*, **27** (1973), 139.
- [ 9 ] G. C. Bonazzola et al., *Nucl. Phys.*, **51** (1964), 337.
- [10] H. Liskien et al., *J. Nucl. Energy*, **19** (1965), 73.
- [11] J. D. Hemingway et al., *Proc. Roy. Soc.*, **A292** (1966), 180.
- [12] D. C. Santry et al., *Can. J. Phys.*, **42** (1964), 1030.
- [13] J. Terrell et al., *Phys. Rev.*, **109** (1958), 2031.
- [14] D. L. Smith et al., *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, **16** (1973), 312;  
*Nucl. Sci. Eng.*, **58** (1975), 314.

## CROSS SECTION MEASUREMENT FOR THE REACTION $^{56}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{56}\text{Mn}$

LI CHI-CHOU   LU HAN-LIN   FAN PEI-KUO  
MA HUNG-CHANG   LI YEH-SHA  
(*Institute of Atomic Energy, Academia Sinica*)

### ABSTRACT

The cross section measurement for the reaction  $^{56}\text{Fe}(\text{n}, \text{p})^{56}\text{Mn}$  was made using the activation method from 12 MeV to 18 MeV. The absolute cross section was determined at  $14.61 \pm 0.20$  MeV, the value obtained was  $108.0 \pm 2.7$  mb. The associated particle method was used to determine the absolute neutron flux and compared with the recoil proton telescope. The agreement between both methods appeared to be within 1—2%. The resulting  $^{56}\text{Mn}$  activity was measured by using a  $\phi 10 \times 7.6$  cm NaI (Tl) scintillation counter. The counting efficiency of the counter was achieved by means of a standard  $^{56}\text{Mn}$  source calibrated by the  $4\pi\beta\text{-}\gamma$  coincidence method. The result measured was compared with existing data.