

平均转移率列入表 1, 并在图 1 中示出。用金硅面垒型半导体探测器测量的 Schmitt 谱参数与推荐值^[4]十分接近, 说明自转移源的品质是良好的。

表 1 初始源强度和自转移率

初始源编号	1	2	3	4	5
^{252}Cf 含量, μg	0.0025	0.0865	0.277	0.293	0.757
厚度, $\mu\text{g}/\text{cm}^2$	0.005	0.172	0.551	0.583	1.51
自转移率/小时, $\times 10^{-4}$	0.124	0.810	2.670	0.890	21.7

参 考 文 献

- [1] Raymond C. Gatti et al., UCRL-9566 (1960), p. 184.
 [2] S. Pauker & N. H. Steiger-Shafir, *Nucl. Instrum. Methods*, 91, 557 (1971).
 [3] 庄人杰等, ^{252}Cf 自发裂变中子源的回收化学流程, 内部资料, 1980.
 [4] H. W. Schmitt & F. Pleasonton, *Nucl. Instrum. Methods*, 40, 204 (1966).

(编辑部收到日期: 1980年10月28日)

测量 $\text{D}(\text{d}, \text{n})$ 中子通量两种方法的校对

李际周 范培国 卢涵林 黄建周

$\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反应是加速器上常用的中子源。在静电加速器上提供 $E_n=1.7\sim 5.6\text{ MeV}$ 的中子, 其中子通量用半导体望远镜测量; 在高压倍加器上提供 $E_n=2\sim 3\text{ MeV}$ 的中子, 其中子通量可以用竞争反应的伴随粒子法测量。为了校核两种方法测量中子通量的可靠性, 我们在高压倍加器上, $E_d=250\text{ keV}$ 时, 同时采用两种方法进行测量。经过反复校对数次, 表明两种方法测得的结果在误差范围内一致, 从而为进一步测量这段能区的 (n, γ) , (n, n') 和 (n, x) 截面以及刻度剂量仪表等工作提供了可靠的中子通量测量方法。

一、实 验 安 排

在高压倍加器上利用 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反应作中子源, 氘靶厚度 $\geq 0.7\text{ mg}/\text{cm}^2$, $E_d=250\text{ keV}$ 。在氘束入口处, 装有 $\phi 8\text{ mm}$ 的钽光阑, 以保证入射氘束能尽量打在氘靶上。在钽光阑与望远镜之间挡有聚乙烯影柱, 以防止钽光阑上的 $\text{D}(\text{d}, \text{n})$ 中子进入望远镜 (参见图 1)。

所采用的伴随粒子直角靶管是过去校对 $\text{T}(\text{d}, \text{n})$ 中子通量^[1]曾经用过的, 几何尺寸可靠。用来探测伴随粒子的金硅面垒型半导体的电阻率是 $2\text{ k}\Omega\cdot\text{cm}$, 偏压为 35 V 。所测得的伴随粒子谱见图 2。图中的两个峰, 右边是质子, 左边是氦。它们是由 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 的竞争反应 $\text{D}(\text{d}, \text{p})\text{T}$ 反应所产生的。 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 中的 ^3He 粒子能量小, 湮灭在散射氘叠加后所形成的噪声中了。只有当 $E_d \leq 150\text{ keV}$ 时, ^3He 峰才清晰可见。由图 2 可知本工作伴随粒子探测的是竞争反应 $\text{D}(\text{d}, \text{p})$ 中的质子峰, 并不是直接探测 $\text{D}(\text{d}, \text{n})^3\text{He}$ 反应中的 ^3He 粒子。由探测到的质子数目 N_p 推算出中子通量的方法和公式见文献[2]。

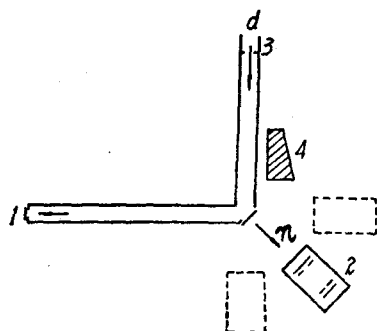


图 1 校对实验安排示意图

1——金硅面垒型半导体；2——真空望远镜；
3——钽光阑；4——聚乙烯影柱。

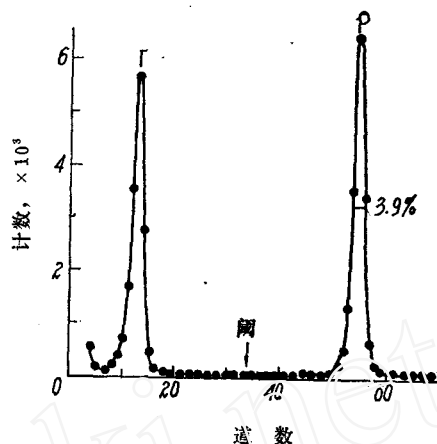


图 2 伴随粒子谱

在与入射氘束成 φ 角处 $\Delta\Omega_p$ 立体角内记录到 N_p 个质子，相当于与入射氘束成 θ 角处单位立体角内的中子通量为：

$$\phi_n(\theta, E_d) = \frac{N_p}{\Delta\Omega_p} A_p.$$

其中 $\Delta\Omega_p$ 是探测伴随粒子的半导体前面的光阑对靶所张的立体角； A_p 称为各向异性因子。

$$A_p = \frac{\left[\frac{dW}{dW'} \right]_p(\varphi)}{h_p(\varphi')} \cdot \frac{\sigma_n(E_d)}{\sigma_p(E_d)} \cdot \frac{h_n(\theta')}{\left[\frac{dW}{dW'} \right]_n(\theta)}.$$

这里 $h_p(\varphi')$ 和 $h_n(\theta')$ 分别为 $D(d, p)$ 和 $D(d, n)$ 反应质心系的角分布修正因子； $\left[\frac{dW}{dW'} \right]_p(\varphi)$ 和 $\left[\frac{dW}{dW'} \right]_n(\theta)$ 分别为两反应的实验室系对质心系的转换因子； $\frac{\sigma_n(E_d)}{\sigma_p(E_d)}$ 为两反应截面比。

由于氘束在氘靶 ($\geq 0.7 \text{ mg/cm}^2$) 中不断损失能量，必须求平均氘能 $\bar{E}_d$ 。由于 $D(d, n)$ 反应的微分截面随中子出射角度 θ 不同而异，所求得的 $\bar{E}_d$ 随着 θ 的不同也有微小的变化。当 $E_d = 250 \text{ keV}$ 时， $\theta = 0^\circ$ ， $\bar{E}_d = 177 \text{ keV}$ ； $\theta = 45^\circ$ ， $\bar{E}_d = 172 \text{ keV}$ ； $\theta = 90^\circ$ ， $\bar{E}_d = 170 \text{ keV}$ 。对于不同的 $\bar{E}_d$ ，可以直接在文献[2]上查表求出 A_p 值。

另一路采用真空半导体望远镜，这个望远镜曾经在 $E_n = 1$ 和 1.5 MeV 与含氢正比管同时测中子通量，两种方法的校对在误差范围内一致，说明至少这个望远镜的几何尺寸是可靠的。望远镜的效率可以查表^[1]，所用的几何参数 $\rho = \frac{1}{4}$ ， $L = 4$ ， ρ 和 L 的定义见文献[1]。聚乙烯辐射体厚度为 3.10 mg/cm^2 。探测到的反冲质子谱见图 3。校对测量时，望远镜主要放在 $\theta = 45^\circ$ 处， 0° 和 90° 也分别做过两次校对。

二、误差分析

伴随粒子一路误差情况见表 1，主要来源是由于 $D(d, n)$ 和 $D(d, p)$ 反应角分布。因为伴随的是竞争反应的粒子，增加了竞争反应角分布和两反应截面比这两个因素，这是 $D(d,$

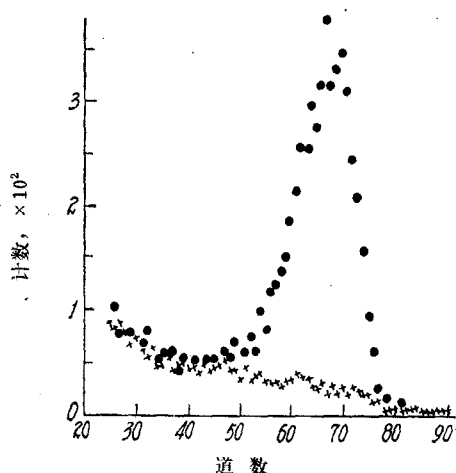


图3 反冲质子谱及其本底

n) 反应伴随粒子法测中子通量误差较大的主要原因。简单的 ^3He 粒子伴随只有在入射 $E_d \leq 150\text{keV}$ 时才有可能实现。我们在文献[2]中计算出的 A_p 值表所采用的 $D(d, n)$, $D(d, p)$ 以及两反应截面比等数据引自文献[3], 相应的误差考虑也同样引自文献[3]。

望远镜一路误差情况见表2。由于中子能量较低, n-p 散射各向异性不严重, 对中子通量误差的影响较小。表2中所列望远镜几何误差是对于 $\theta = 45^\circ$ 的情况, 此时辐射体所在平面与靶面平行, 距离误差较小。对于 $\theta = 0^\circ$ 和 90° 情况, 辐射体所在平面与靶面成 45° , 靶点漂移影响较大, 误差增至 $\pm 2.3\%$ 。靶与望远镜辐射体之间的物质包括钼底衬、冷却水层、望远镜外壳、空气和辐射体背面的铝衬等, 修正量达2%, 影响中子通量误差为 $\pm 0.5\%$ 。关于计数统计, 作校对实验时, 单次计数积累超过一万。

表1 伴随粒子方法测中子通量误差

误差来源	误差, $\pm\%$
D(d, n)角分布	3
D(d, p)角分布	3
D(d, n)和D(d, p)两反应截面比	0.5
靶点漂移及靶到光阑距离测量	0.6
光阑面积测量	0.5
本底扣除	0.3
计数统计	0.3
总计	4.5

表2 望远镜方法测中子通量误差

误差来源	误差, $\pm\%$
n-p 全截面	0.5
n-p 散射角分布	0.7
辐射体中单位面积含氢原子数 (包括称重、面积和 CH_2 比例)	0.7
望远镜和中子源的几何 (包括两光阑直径, 相隔距离和第一光阑距靶距离)	1.3
靶与望远镜辐射体之间物质对中子的吸收和散射修正	0.5
本底扣除	0.7
计数统计	1
总计	2.2

三、结果讨论

在几个月内共作过4轮校对实验, 每轮结果两种方法比较都在误差范围内一致。最后一

表 3 测中子通量最后一次校对实验结果

入射氘束能量 E_d , MeV	望远镜/伴随粒子	校 对 次 数	平均值标准偏差, $\pm\%$
250	1.028	13	1.3
300	1.015	10	0.8
200	1.018	3	1.8

次校对实验的结果列于表 3 中。

上述结果表明两种方法比较虽然在误差范围内是一致的,但望远镜测得的中子通量平均结果稍高于伴随粒子的结果,这可能是因为伴随粒子方法探测的是竞争反应的粒子,要采用两个反应的角分布和截面比,误差比较大,因而存在一定的系统误差;也可能是由于氘束打在靶片外的管道上或光阑上,与原吸附在其上的氘粒子产生 $D(d,n)$ 中子被望远镜记录,而不被伴随粒子所记录的缘故。因此在使用加速器时必须严格控制条件,使氘束尽可能打在靶片上。

参 考 文 献

- [1] 李际润等,原子能科学技术,1,100(1977)。
 [2] 中国科学院原子能研究所快中子激发曲线组编,加速器单能中子源常用数据手册,218页,内部资料,1976年。
 [3] R. B. Theus et al., *Nuclear Physics*, 80, 273 (1966)。

(编辑部收到日期:1980年3月12日)

氯化银固体径迹探测器的试制

赵裕民 刘咏莲

自从发现掺杂氯化银单晶片可以记录带电粒子后,二十年来国外一些实验室对它进行了一系列的研究^[1,2,3]。它的基本特性是:

1. 可记录带电粒子 其灵敏度与所掺杂质的种类和数量有关。目前,以掺 5000 ppm 镭离子灵敏度最高,对质子灵敏阈约为 30 MeV。

2. 潜影衰退及稳定 受带电粒子照射后在粒子的路径上形成潜影,如不及时稳住,潜影会自行消失,此衰退的时间与粒子的种类及单晶片的制造工艺有关,约几分钟到几个小时不等。

如在粒子照射的同时或粒子照射后立即用黄光照射晶片,就能把潜影稳住,甚至半年以上时间也不致衰退(用 0.1 W 小灯泡就足够了)。

这就是氯化银探测器的“开关特性”,是现有固体径迹探测器中唯一能开关的。

3. 显影 用紫外光照射就能使潜影显现出来。所需总光量约 10^{18} 光子/cm²,相当于正常日光下照射数秒钟。用 4100 Å 的近紫外光是很合适的。

4. 受 γ 射线的影响小 γ 射线能使潜影衰退,衰退程度与 γ 射线能量及粒子种类有关。对于 α 粒子径迹, γ 射线剂量超过 200 R 以上才会使潜影密度下降。此值远远超过核