

半导体快中子谱仪

张泽夏* 侯海林 石双惠

(中国科学院上海原子核研究所)

本文描述了一个由金硅面垒型探测器和锥形面聚乙烯薄膜辐射体所组成的快中子谱仪。此谱仪具有结构简单、能量分辨率高、探测效率适中等特点,适用于2~10MeV范围的平行束快中子能谱测量。

一、引言

快中子能谱测量对于核物理研究和原子能应用有着重要意义,但直到现在尚未能满意地解决。目前,加速器可产生各种能量的快中子,人们常用飞行时间法和闪烁望远镜计数器测量^[1,2]。但飞行时间法需要一套较复杂的设备,并且在中子能量较高时,谱仪的能量分辨率就要降低;闪烁望远镜计数器相对来说是比较简单的,但当要达到较好的分辨率时,探测效率就相当低。同位素中子源的快中子能谱测量中的核乳胶方法,测量反冲质子径迹需要化费很长时间,测量低能部分时误差较大。反应堆的快中子能谱测量大都采用阈探测器。

本谱仪由于对2至10MeV能量范围的中子能谱测量性能良好,加之设备简单,所以能方便地检测加速器产生的单能中子源的单色性。谱仪的辐射体几何形状稍加改变后,也可用于其他中子能谱测量。

二、谱仪的原理和结构

谱仪的测量原理是利用氢的 $n-p$ 散射(见图1)。考虑到谱仪是对平行中子束进行测量,要使 $n-p$ 散射角保持不变的反冲质子到达半导体探测器,就必须使探测器位于锥面的顶点,即图1中 δ 角的顶点,且锥轴在入射中子方向。但由于这种安排,薄膜会阻止反冲质子到达探测器,所以实际上必须将探测器向前移到 R, Z 圆柱坐标的原点,即 β 角的顶点处,反冲质子才能穿出薄膜,到达探测器。但在这种条件下,从辐射锥面两端发出的反冲质子会以随 Z 而变的 $n-p$ 散射角到达探测器,这实际上意味着产生了质子能量的分散,但是又由于辐射体有一定厚度,也会产生一个能量分散的减小量,所以可以通过计算选择合适的 β 和 δ ,使质子能量的总分散最小。

我们选用的参数是: $\beta=15^\circ$, $\delta=5^\circ$, $Z_0=8\text{cm}$, $Z_1=16\text{cm}$, $d=\frac{1}{2}(Z_1+Z_2)=12\text{cm}$ 。

图2是谱仪的具体结构剖视图。从图中可见,为了形成一个锥形的辐射体表面, $[\text{CH}_2]_n$ 薄膜被紧贴在厚度为0.1mm的锥形铝箔上,锥形铝箔的定位是靠支持在四根铜棒上三个不同直径的铜环,铜棒再与底板相连。位于谱仪中心的是一根直径为1.2cm、长为12cm的有

* 现在湖南省技术物理所

机玻璃棒, 这是为了屏蔽探测器免受中子的直接照射, 以减少本底。在有机玻璃棒的末端, 即探测器的前面, 有一段直径为 1.2cm, 长为 2cm 的圆柱形铅, 这是为了屏蔽中子源来的 γ 射线和从有机玻璃棒中散射出来的反冲质子到达探测器。在这个谱仪装置的最外面是一个密封铝筒, 以获得必要的真空度, 使反冲质子在真空条件下被金硅面垒探测器所记录。

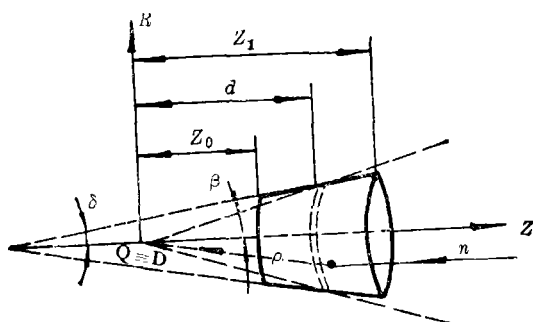


图1 谱仪测量原理图

三、反冲质子能谱与中子能谱的变换

1. 谱仪的效率

设 $\phi(E_n)dE_n$ 是中子能量在 E_n 到 $E_n + dE_n$ 间的中子通量, 从宽度为 dL 的辐射体的圆环中散射出来的反冲质子数目可由下式给出^[3,4]:

$$dN_p = \phi(E_n) dE_n 2\pi R n t \frac{\sigma_{n,p}(E_n) \cos\theta_p(Z)}{\pi} \cdot \frac{S_D \cos\theta_p}{\gamma_p} \quad (1)$$

式中, R 是辐射体表面的方程, $R = d(\text{tg}\beta - \text{tg}\delta) + Z\text{tg}\delta$; N 是辐射体单位体积中氢原子数目, t 是辐射体的面密度, $\sigma_{n,p}$ 是 $n-p$ 散射全截面, θ_p 是质子出射方向和 Z 轴之间的夹角, S_D 是探测器的面积, γ_p 是质子出射点到探测器之间的距离。

在目前的几何条件下, 系统的微分效率为:

$$\frac{dN_p}{\phi(E_n)dE_n dZ} = \varepsilon 2N t S_D \sigma_{n,p}(E_n) \sqrt{1 + \text{tg}^2\delta} \cdot \frac{Z^2 R}{(Z^2 + R^2)^2} \quad (2)$$

系统总效率为:

$$\eta = \frac{dN_p}{\phi(E_n)dE_n} = \frac{dN(E_p)}{dN(E_n)} = \varepsilon 2N t S_D \sigma_{n,p}(E_n) \sqrt{1 + \text{tg}^2\delta} \cdot \int_{Z_0}^{Z_1} \frac{Z^2 R}{(Z^2 + R^2)^2} dZ \quad (3)$$

这里 ε 是考虑由于辐射体表面支持所可能带来的对于探测器屏蔽的一个系数, $\varepsilon=1$, 本实验用的 $[\text{CH}_2]_n$ 的密度为 0.922g/cm^3 , $t=0.738\text{mg/cm}^2$, $S_D=0.238\text{cm}^2$, 并把不同中子能量下的 $\sigma_{n,p}$ 值代入(3)式, 可得到系统的探测效率同 E_n 之间的关系, 及 $\sigma_{n,p}$ 同 E_n 的关系^[5](见表1)。

2. 反冲质子能量和中子能量之间的关系

到达探测器的反冲质子能量 E_p 由下式给出

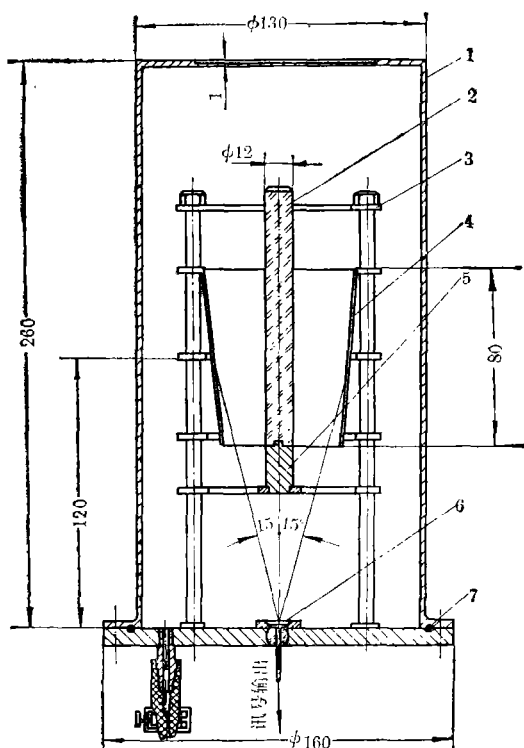


图2 谱仪结构图

1. 铝筒 2. 有机玻璃棒 3. 支架 4. 聚乙烯薄膜
5. 铅 6. 金硅面垒型探测器 7. 带密封圈的法兰

表1 不同 E_n 下的 $\sigma_{n,p}$ 和 η 值

$E_n(\text{MeV})$	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
$\sigma_{n,p}(E_n)(\text{b})$	2.903	2.540	2.279	2.070	1.893	1.700	1.628	1.421	1.262	1.135	1.029	0.941
$\eta(10^{-5})$	1.353	1.185	1.064	0.966	0.877	0.812	0.756	0.663	0.588	0.523	0.471	0.439

$$E_p = E_n \cos^2 \alpha - \frac{a}{\sin \gamma} \left| \frac{dE_p}{dS} \right| \quad (4)$$

式中, α 是反冲质子和入射中子之间的夹角, a 是沿着垂直于辐射体表面的射程投影, 它等于 $t/2$, γ 是辐射体表面切线与反冲质子之间的夹角, $\frac{dE_p}{dS}$ 是质子在辐射体里每单位路程上能量损失率。这里 $\alpha=15^\circ$, $\gamma=10^\circ$ 。

利用 $mV^2 = \frac{m}{M} MV^2 = \frac{m}{M} 2E$ 关系(式中 M 和 E 分别是入射粒子的质量和能量), 就可以得到 $\left| \frac{dE_p}{dS} \right|$ 和 E_n 随 E 的变化, 结果见表2。

表2 $\frac{dE_p}{dS}$ 和 E_n 同 E_p 关系

$E_p(\text{MeV})$	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
$\frac{dE_p}{dS} \left(\frac{\text{keV} \cdot \text{cm}^2}{\text{mg}} \right)$	198.2	166.6	144.2	127.5	114.6	104.2	95.4	82.4	72.6	65.1	59.0	53.9
$E_n(\text{MeV})$	2.61	3.07	3.55	4.05	4.56	5.07	5.58	6.62	7.67	8.72	9.78	10.86

为了从反冲质子能谱得到绝对中子能谱, 除了考虑系统效率随中子能量变化外, 还要考虑到中子能量和质子能量之间的非线性修正因子 dE_n/dE_p , 所以, 所得到的微分中子谱应是:

$$\frac{dN(E_n)}{dE_p} = \frac{dN(E_p)}{dE_p} \cdot F_c = \frac{dN(E_p)}{dE_p} \cdot \frac{1}{dN(E_p)/dN(E_n)} \cdot \frac{1}{dE_n/dE_p} \quad (5)$$

式中, $dN(E_p)/dE_p$ 是单位间隔的质子能量中的反冲质子计数, F_c 称修正因子。 F_c 中的 $dN(E_p)/dN(E_n)$ 就是系统总效率[见(3)式]。

表3 $\frac{d}{dE_p} \left| \frac{dE_p}{dS} \right|$, $\frac{dE_n}{dE_p}$ 和 F_c 随 E_p 的变化

$E_p(\text{MeV})$	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0	6.0	7.0	8.0	9.0	10.0
$\frac{d}{dE_p} \left \frac{dE_p}{dS} \right (10^{-2})$	-7.68	-5.23	-3.82	-2.92	-2.31	-1.87	-1.56	-1.13	-0.851	-0.674	-0.546	-0.451
$\frac{dE_n}{dE_p}$	0.974	1.033	1.066	1.088	1.103	1.114	1.122	1.132	1.139	1.143	1.147	1.149
$F_c \times 10^5$	0.891	0.919	0.978	1.050	1.120	1.126	1.277	1.437	1.610	1.806	1.969	2.096

由关系式(4)经过简单推导, 最后可以得到质子的全峰的平均能量为:

$$\langle E_p \rangle = E_n \langle \cos^2 \theta \rangle - \frac{t}{2} \left\langle \frac{1}{\sin \gamma} \right\rangle \left| \frac{dE_p}{dS} \right| \quad (6)$$

对(6)式微分可得:

$$\frac{dE_n}{dE_p} = 1.160 + 2.46 \frac{d}{dE_p} \left| \frac{dE_p}{dS} \right| \quad (7)$$

在不同的 E_p 下可求得 $\frac{d}{dE_p} \left| \frac{dE_p}{dS} \right|$, $\frac{dE_n}{dE_p}$ 和 F_c 值, 所有结果见表 3。 F_c 和 E_p , E_n 和 E_p 的关系曲线见图 3。

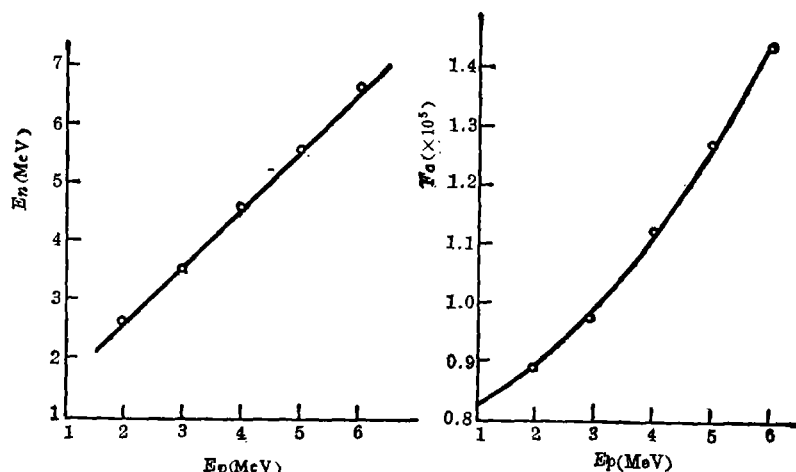


图 3 修正因子 F_c 、中子能量 E_n 分别与反冲质子能量 E_p 之间的关系

四、实验结果与讨论

实验是在上海科技大学的高压倍加器上进行的, 采用 $D(d, n)He^3$ 反应, $E_d = 0.35\text{MeV}$, 流强 $= 180\mu\text{A}$, 靶点直径 $= 10\text{mm}$, 靶子是钼底板的氘靶。谱仪位于入射氘束方向, 中子源到半导体探测器的距离是 84.5cm , 源到聚乙烯辐射体的中心距离是 72.5cm , 辐射体对中子源的张角在 $2^\circ 7'$ 至 $2^\circ 56'$ 之间。谱仪真空度为 $1.5 \times 10^{-2}\text{mmHg}$ 。效应谱测量时间是 5 小时, 本底谱测量时间是 2.5 小时。本底谱是去掉 $[\text{CH}_2]_n$ 薄膜后测到的谱, 效应谱和本底谱的时间归一是用的长计数器, 长计数器位于入射氘束方向 120° 处。半导体探测器输出讯号经电荷灵敏放大器、主放大器送到多道分析器测谱。

在 $E_d = 0.35\text{MeV}$ 时, 所得到的反冲质子能谱见图 4。图 4 中阴影部分就是本底谱。本底来自二个方面, 一个是中子与硅产生 (n, p) 、 (n, α) 反应, 另一个是中子在谱仪的支架等结构材料中产生的次级粒子。

通过 (4) 式把图 4 中的反冲质子能谱转换成绝对中子能谱, 见图 5。从图 5 中可以看到, 本谱仪的能量分辨率为 4.3%, 或半高度处中子峰能量宽度为 142keV 。相应质子能量是 2.78MeV , 图中最高计数在 81 道

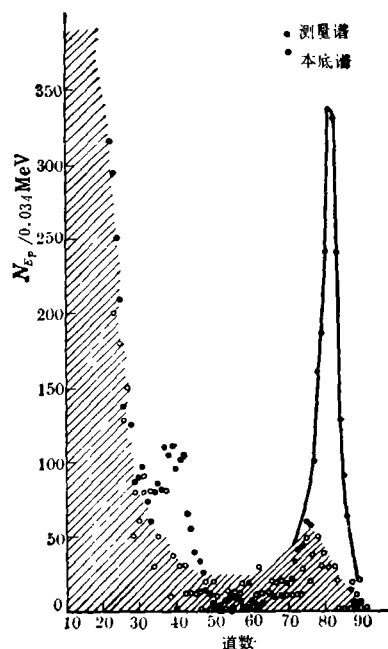


图 4 由 $E_n = 3.3 \pm 0.1\text{MeV}$ 的中子得到的反冲质子能谱

把中子能谱积分就可给出到达探测系统的平均中子通量。在本实验条件下为:

$$\phi_n = \int \phi(E_n) dE_n = (1.067 \pm 0.045) \times 10^4 \text{n/cm}^2 \cdot \text{s}$$

再根据文献(6)考虑中子产额的角分布, 得到中子总产额是:

$$\begin{aligned}\phi_n &= 1.067 \times 10^4 \times (72.5)^2 \times 4\pi \times 4.17 \\ &= (2.94 \pm 0.14) \times 10^9 \text{ n/s}\end{aligned}$$

上述结果的误差主要来源于计数统计性和谱仪的机械加工。至于 $n-p$ 散射截面, 探测器的面积, $[\text{CH}_2]_n$ 膜的面密度的误差都是很小的。在 ϕ_n 中还包括了 $D-D$ 反应截面的误差。

陈学诗同志参加了部分实验工作, 张金洲同志提供了 Au-Si 面垒型探测器; 上海科大运行高压倍加器的同志们的辛勤工作; 对此均表示谢意。

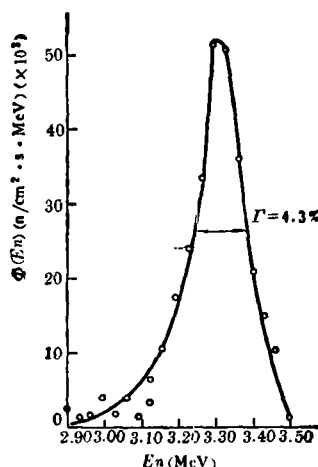


图5 E_n 为 $2.3 \pm 0.1 \text{ MeV}$ 的中子能谱

参 考 文 献

- [1] B. B. 雷巴科夫等著, 快中子能谱测量, 科学出版社, 1961 年.
- [2] 中国科学院原子能所编, 射线物理测量方法提要汇编, 原子能出版社, 1974 年.
- [3] R. Potenza and A. Rubbino, *Nucl. Instr. Meth.*, 25, 77(1963).
- [4] *ibid*, 26, 93(1964).
- [5] A. Horsley, *Nucl. Data, part A*, 2, 243(1966).
- [6] 马鸿昌和李际周, 加速器单能中子源常用数据手册, 原子能出版社, 1976 年.

(1980 年 7 月 8 日收到)

Semiconductor fast neutron spectrometer

Zhang Zexia Hou Hailin Shi Shuanghui

(Shanghai Institute of Nuclear Research, Academia Sinica)

Abstract

A semiconductor fast neutron spectrometer consisting of a Au-Si surface barrier detector and a conical polyethylene foil radiator is described. It is characterized by the simple construction high energy resolution suitable detective efficiency and so on. The spectrometer serves the purpose of the measurement of fast neutron spectra of parallel beams from 2 MeV to 10MeV.

(上接第12页)

Tan Yongkang

(Shanghai Institute of Metrology Technology)

Abstract

A new method, by which we use single gas-flow multi-wire proportional counter for $\alpha\beta$ simultaneous measurements, is recommended. Its measuring efficiency is higher than that of same kinds of products using multiple counters. For example, the detecting efficiency for $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$ is more than 80% (2π), with the background less than 1cpm; the detecting efficiency for ^{239}Pu is more than 75% (2π), with the background less than 0.05cpm. The lowest level the instrument can detect is $4 \times 10^{-13} \text{ Ci}$ during the measuring period for general low level samples (for example 60 minutes).