

0.01—18 Mev 单能快中子通量的测量*

巩玲华 刘继才 蒋崧生 勾成¹⁾

提 要

对 0.01—18 Mev 单能快中子通量分成四个能区用不同的方法进行了测量。0.01—0.1 Mev 用 Be^7 放射性法; 0.1—1.5 Mev 用含氢气体正比管; 1.0—5.0 Mev 用半导体反冲计数器和半导体望远镜; 5.0—18 Mev 用闪烁望远镜。为了验证测量方法的可靠性, 两种不同的方法在相互重叠的能量点上进行了相互校验。在 14 Mev 和伴随粒子方法进行了比较, 在 880keV 和 220keV 与 Na-Be 和 Na-D₂O 源进行了校验。校验结果均在 5% 范围内符合。为了使用上的方便, 在中子能量 $E_n = 0.01—5.0$ Mev 刻度了一只长计数管的效率。

本文概述了上述四种方法的测量原理和实验技术, 并对测量误差进行了分析。

一、引 言

0.01—18 Mev 能区中子引起的某些核反应的截面的精确测量, 具有重要的理论和实用的价值。然而, 就目前而言, 截面测量的精度, 在大多数情况下, 主要受中子通量误差的限制。因此, 努力提高中子通量测量的准确度是相当重要的。

近十年来, 为了改进中子通量测量的状况, 许多国家的物理工作者做了大量的工作。例如: 在美国, Parker 和 White^[1] 用 Monte-Carlo 方法计算了含氢正比管的反冲质子谱, 改善了理论谱和实验谱的符合程度。White^[2] 对含氢正比管的灵敏体积和电压比做了精确的测量, 消除了氢原子数定量的不确定性。自从半导体探测器问世以后, Diven^[3] 和 Dearnaley^[4] 等人首先发展了用半导体反冲计数器测中子通量的方法。White 利用他们的方法和含氢正比计数管做了比较。为了进一步验证用含氢正比管测量中子通量的可靠性, 1969 年, 在比利时的欧洲原子核研究组织 (EONR), Liskien^[5] 等人利用测量 $T(p \cdot n)$ He^3 的伴随粒子 He^3 的方法和含氢正比管在 1 Mev 能量点上进行了比较, 结果在 2% 范围内相符合。稍后, 1971 年, Paulsen^[6] 等人利用同样的方法, 又在 500 keV 能量点上和含氢正比管进行了校验, 结果在 0.8% 范围内一致。在法国, Fort 和 Leroy^[7] 等人也利用了类似的方法进行了通量测量, 他们声称通量误差为 3%。此外, W. Ponitz^[8] 还利用 $\text{Li}^7(p \cdot n)$ Be^7 伴随放射性法测量了 10—100 keV 能区的中子通量。

总之, 在中子通量测量方面, 取得了不少的进展, 采用的方法也很多, 能区不同, 采用的方法也不同。但归纳起来, 主要有以下几种方法。

* 1972 年 7 月 24 日收到。

1) 署名者为本工作的主要负责人及文章执笔者。

1. 标准截面法

即利用已经测得较好的某些中子截面,做为计算中子通量的依据。在许多被采用的标准截面中, $H^1(n,n)H^1$ 的截面是最重要的标准截面^[9]。它可由透射率实验测定,也可由公式计算。在 0.5—10 Mev 能区其误差约为 0.5%,而 0.5 Mev 以下的能区误差约为 1%。因为对 $H^1(n,n)H^1$ 反应截面研究的比较透彻,所以,以氢的弹性散射截面为标准,通过测量反冲质子数目来测定中子通量是目前采用得最广泛的方法。

利用 $H^1(n,n)H^1$ 反应测量中子通量的方式主要有下列三种:

(1) 闪烁望远镜方法: 该方法是 5—18 Mev 甚至更高的能区内中子通量测量最主要或者可以说是唯一有效的方法。它的主要优点是能够精确计算探测单能中子的效率,同时由于中子能量高,反冲质子穿透能力强,可以适当增加辐射体的厚度以提高探测效率。它的缺点是效率低 ($\sim 10^{-7}$)。

(2) 半导体望远镜和半导体反冲计数器: 半导体望远镜,在原理上是和闪烁望远镜一样的。所不同之处,只是用半导体计数器代替了 CsI 闪烁计数器,这是由于半导体计数器结构简单、使用方便,同时 γ 本底比闪烁计数器要小。半导体望远镜适合的能区为 1—5 Mev,其能量上限主要是受 Si^{28} 中核反应产生的带电粒子本底所限制,下限是受辐射体厚度限制。半导体望远镜由于工作在较低能区,所以效率比高能区更低。从这个意义上讲,不如采用半导体反冲计数器好,因为后者采用积分测量,效率可以大大提高。半导体反冲计数器,由于同样的理由,只能工作在 1—5 Mev 能区(随着更薄的聚乙烯薄膜的出现,能量亦可相应下推)。

(3) 含氢气体正比计数管: 含氢正比管,由于对中子灵敏的含 H_2 物质本身就是探测器的组成部分,又加上测量的是积分效应,所以是低能量中子通量测量的比较理想的方法。目前,用含氢正比管测量中子通量,无论是理论谱计算还是实验上验证都已经发展得比较完善。它适用的能区为 40 keV—3 Mev,再高则受质子射程的限制(除非做更大或充气压更高的管子),更低则受 γ 本底和电子学噪声本底的限制。若采用低噪声前级和 $n-\gamma$ 分辨技术,能量下限还可以下推,比如到 10 keV。

2. 伴随粒子法

即测量 $T(d,n)He^4$ 、 $D(d,n)He^3$ 和 $T(p,n)He^3$ 核反应中与中子同时产生的带电粒子的数目来定产生的中子数,精确度可到 2%。对 14 Mev 中子 ($T(d,n)He^4$ 反应, $E_d \sim 200$ keV), 精度可达 0.5%^[10]。

3. 伴随放射性法

在有些情况下,可以通过对反应产物放射性的测量来定反应中放出的中子数。如测 $Li^7(p,n)Be^7$ 、 $V^{51}(p,n)Cr^{51}$ 等反应剩余核的放射性,便可推知总的中子源强。此法最大的优点,是适合于低能区中子通量测量,并做为一种独立的方法与其它方法比较,目前可达精度约 3%。

根据物理工作上的需要和条件的许可,我们对 0.01—18 Mev 能区中子通量测量方法

进行了研究。对不同的能区,分别采用了 Be^7 放射性法、含氢正比管法、半导体反冲计数器和半导体望远镜法以及闪烁望远镜法。

下面就采用的几种方法及其工作情况分别加以介绍。

二、閃爍望遠鏡

1. 測量原理

中子打在含氢辐射体上,产生 $n-p$ 散射,反冲质子的能量及其出射角度和中子能量关系由下式给出:

$$E_p = E_n \cos^2 \phi_p \quad (2.1)$$

ϕ_p 为实验室系质子和入射中子方向间夹角。

由于 $n-p$ 散射截面可以精确知道,将闪烁计数器放在离辐射体一定的距离上,可以通过记录能量宽度很窄的反冲质子数目来确定中子通量。简单闪烁望远镜结构示意图见图 1。

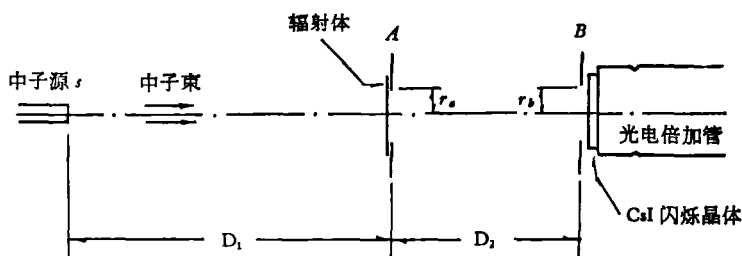


图 1 简单望远镜结构示意图

A 、 B 为限制光阑,其孔径大小和相对位置确定了望远镜的几何,为了减少本底影响,采用白金 (P_t) 材料。

辐射体用含氢量高、含其它元素少且便于定量的材料,一般采用聚乙烯薄膜 $(\text{CH}_2)_n$ 。闪烁体用 CsI 。

若点中子源 s 发出的单位立体角的中子通量为 Φ ,望远镜记录到的反冲质子数为 N_p ,则望远镜的效率 ϵ 定义为:

$$\epsilon = N_p / \Phi \quad (2.2)$$

可见,效率是由望远镜的几何、 $n-p$ 散射微分截面及辐射体含氢核数目决定的。反冲质子谱的能量分辨和效率两者间是互相矛盾的。为了减少本底对测量精度的影响,可以加大 D_2 或减小 r_a 、 r_b ,提高反冲质子谱的能量分辨,这样就要适当牺牲效率。为了二者兼顾,望远镜几何要适当选择。同样,辐射体的厚度也要选择适当,既照顾能量分辨,又不使效率太低。

在计算效率时,利用了加麦尔 (Gammel) 半经验公式^[1]:

$$\sigma_n(E_n, \phi_p) = \frac{1}{\pi} \sigma_n(E_n) \cos \phi_p \left[1 + 2 \left(\frac{E_n}{90} \right)^2 \cos^2 2\phi_p \right] / \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{E_0}{90} \right)^2 \right] \quad (2.3)$$

将 $n-p$ 散射微分截面转换成全截面。根据定义和几何条件,可以推出效率公式:

$$\epsilon = P\sigma_n(E_n) \frac{1}{\pi[1 + 2/3(E_n/90)^2]} \{m_0 + 2(E_n/90)^2 m_1\}. \quad (2.4)$$

E_n 是入射中子能量 (Mev), $\sigma_n(E_n)$ 是 $n-p$ 散射全截面(巴), P 是辐射体单位面积上所含氢原子数, m_0 、 m_1 是仅和 r_a 、 r_b 、 D_1 、 D_2 有关的几何因子。

当选用 $r_a = r_b = r$ 时, 设 $r/D_2 = \rho$, $D_1/D_2 = L$, 对不同的 ρ 和 L , 用计算机计算 m_0 和 m_1 , 结果见表 1:

表 1 m_0 、 m_1 随 L 、 ρ 的变化

L	1	1	1	1.5	1.5	1.5
ρ	1/4	1/6	1/8	1/4	1/6	1/8
m_0	320.1×10^{-4}	698.8×10^{-5}	229.4×10^{-5}	147.2×10^{-4}	315.4×10^{-5}	102.9×10^{-5}
m_1	195.1×10^{-4}	546.1×10^{-5}	198.6×10^{-5}	100.4×10^{-4}	261.4×10^{-5}	921.9×10^{-6}
L	2	2	2	3	3	3
ρ	1/4	1/6	1/8	1/4	1/6	1/8
m_0	839.0×10^{-5}	178.5×10^{-5}	580.6×10^{-6}	377.0×10^{-5}	797.4×10^{-6}	258.8×10^{-6}
m_1	601.9×10^{-5}	151.7×10^{-5}	528.2×10^{-6}	283.2×10^{-5}	693.5×10^{-6}	238.0×10^{-6}

贝姆 (Bame)^[12] 计算过 M 表, 约汉逊 (Johnson)^[13] 计算过 G 表 (M 、 G 为与几何因子有关的参数), 用 M 表或 G 表和用我们的 m_0 、 m_1 表计算的效率在 0.5% 范围内符合。

这样, 由计算出的效率和记录的反冲质子数, 就确定了中子通量。

2. 实验测量

在高压倍加器、静电加速器和迴旋加速器上, 从 5 Mev 到 18 Mev 区间都做过一些工作。

为了检验测量的可靠性, 在高压倍加器上用 $T(d,n)He^4$ 反应中子源, 当 $E_d = 200$ keV 时的 14 Mev 能量点上和伴随粒子方法进行了比较。测量时望远镜一般放在与氘束方向成 0° 、 45° 或 90° 的地方, 布局如图 2。

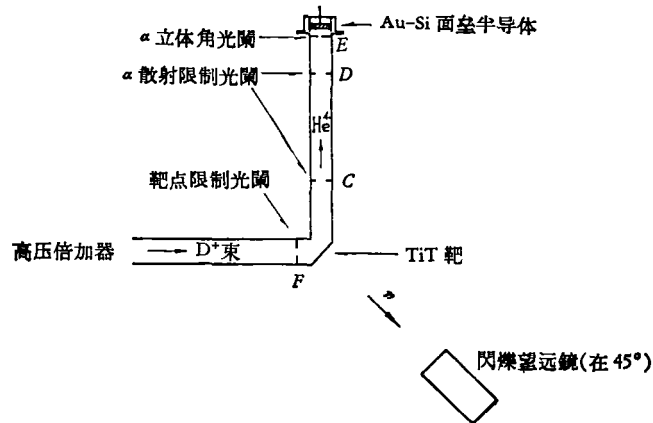


图 2 实验装置示意图

测伴随的 α 粒子, 用一般的金硅面垒型半导体探测器, 电阻率为 $100 \Omega\text{-cm}$, 偏压为 30V , 放在与氘束方向成 90° 或 135° 的地方进行测量. 伴随粒子法定出的单位立体角的中子通量可写成:

$$\Phi_n = A_a \frac{N_a}{\Omega}. \tag{2.5}$$

这里, Ω 为半导体探测器限制光阑 E 对靶点所张立体角, N_a 为 α 粒子计数, A_a 为角分布修正因子.

$T(d,n)\text{He}^4$ 反应, 当 $E_d < 400 \text{keV}$ 时, 在质心系可以认为是各向同性的, 因而在质心系 α 的通量直接表征了中子通量. A_a 即为由质心系到实验室系的转换因子.

望远镜的几何尺寸为: $r_a = r_b = 10\text{mm}$, $D_2 = 80\text{mm}$, D_1 在 120mm , 160mm , 和 240mm 处分别进行测量, 辐射体厚度为 $27\text{mg}/\text{cm}^2$ 左右, 闪烁晶体用 $\phi 25$ 、厚 1.2mm 的 CsI . 这样, 其效率为 $\sim 10^{-7}$. 简单望远镜测得的谱形见图 3.

望远镜的本底主要是中子和 γ 射线在 CsI 中引起的, 中子在望远镜结构材料上打出的带电粒子也构成部分本底, 这两部分本底均可在相同条件下, 用有、无辐射体的交替测量加以扣除.

在更高的中子能量或强 γ 本底情况下 (如在迴旋加速器上) 进行测量, 本底很大. 为了减小本底对测量结果的影响, 需要采用符合测量技术. 符合望远镜就是在图 1 所示简单望远镜的两光阑之间加一个穿透型探测器,

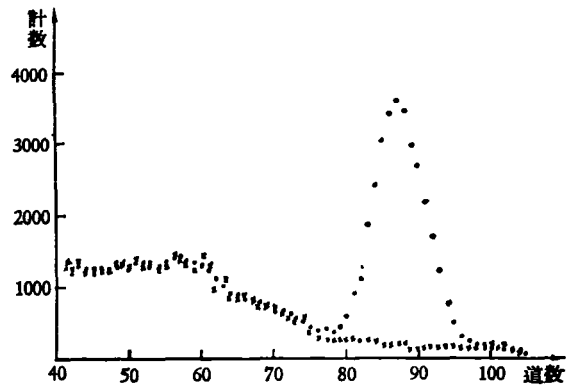


图 3 简单望远镜反冲质子谱
“●”——有辐射体; “×”——无辐射体.

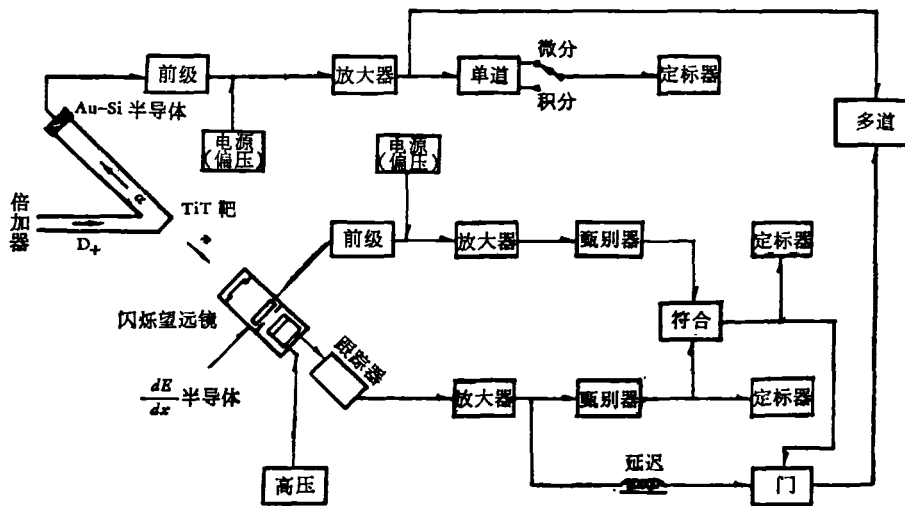


图 4 测量系统方块图

实验方法见图 4.

进行符合测量的穿透型探测器可用薄窗或无窗小型正比计数管,也可用 dE/dx 薄片半导体探测器. 由于正比管气压不能充得太高, 在高中能区用 dE/dx 半导体比正比管优越. 但 dE/dx 半导体现在不易做得很薄 ($\geq 100\mu$), 因而用于低能区测量时, 反冲质子谱分辨很差.

中子能量为 14 Mev 时, 采用的 dE/dx 半导体厚约 300—400 μ , 电阻率 2k Ω -cm. 采用符合测量, 虽然分辨变坏, 但其本底却大大压低, 峰谷比可由原来的 1/5 变好为 1/10—1/20. 在强本底情况下用符合测量, 改善更加明显.

对测量结果要做如下几种主要修正:

- (1) 靶厚引起的平均中子能量的修正;
- (2) 符合效率修正;
- (3) 靶头、空气和望远镜材料散射修正;
- (4) 中子打在辐射体碳元素上 ($n\cdot p$)、($n\cdot\alpha$) 反应修正.

对伴随粒子方法测量结果要做角分布修正和 $\text{He}^3(\alpha\cdot p)\text{He}^4$ 、 $D(d\cdot n)T$ 竞争反应的修正.

3. 结果和讨论

望远镜和伴随粒子在 14 Mev 一点校验时各自的误差如表 2 和表 3.

在望远镜的误差表中, 还有一项不可忽视的误差没列进去, 这就是倍加器在加速氘束时, 同时把由扩散泵出来的油分子离析, 使靶面附着一层碳层, 随着轰击时间的加长, 碳层不断加厚, 造成产额下降. 在我们的实验中, 一块新靶, 如果加有 $\phi 6\text{mm}$ 氘束限制光阑, 轰击十几个小时后, 产额可以下降一个数量级, 可见碳层的影响是很大的. 由于碳层的存在, 将使入射氘核能量显著下降, 这样, 就引起了中子能量的误差, 从而造成效率误差. 望远镜放在 0° 测量时, 差别可达 1—2%. 对于伴随粒子一路与氘束成 135° 的情况, 碳层对角分布修正因子的影响可达 1—3%.

我们在 14 Mev 一点, 用望远镜和伴随粒子多次校验中, 一部分数据是在各自误差范围内符合, 也还有一部分数据两者偏离超出误差范围, 但一个总的趋向是望远镜的结果偏高, 看来是存在一个系统误差. 上述碳层影响可能是一个因素.

为了消除这个系统误差, 一方面准备在靶头加一冷阱, 消除碳层影响; 另外, 要对望远镜几何、

表 2 望远镜测量误差

误 差 项	误差值(%)
统计误差	± 0.5
辐射体定量误差	± 0.5
$n\cdot p$ 散射截面误差	± 2
A, B 光阑直径引进误差	± 0.5
靶至辐射体间距离引进误差	± 1
两光阑之间距离引进误差	± 0.9
m_0, m_1 值理论计算误差	± 1
散射修正误差	± 0.6
符合效率误差	± 0.5
总误差	± 2.9

表 3 伴随粒子测量误差

误 差 项	误差值(%)
统计误差	± 0.2
半导体限制光阑对靶所张立体角误差	± 1
扣除本底的误差	± 1
角分布修正误差	± 1
总误差	± 1.8

辐射体定量、 m 表计算等因素进行更细致的工作。现在此工作还在进行之中。

三、半导体望远镜和半导体反冲计数器

3.1. 测量原理

半导体望远镜的测量原理与闪烁望远镜相同，差别只是在于将 CsI(Tl) 闪烁体换成金硅面垒型半导体探测器。在 $E_n = 1.5 \text{ Mev}$ 以下，由于反冲质子射程的限制，必须将辐射体和半导体置于真空系统中，成为真空半导体望远镜。

半导体反冲计数器，是将一定厚度的聚乙烯辐射体紧靠在面垒型半导体探测器表面上，利用半导体探测器记录入射中子在辐射体上形成的反冲质子谱。

我们所用半导体反冲计数器的结构见图 5，与 Dearnaley 等人^[4]所描述的相似。

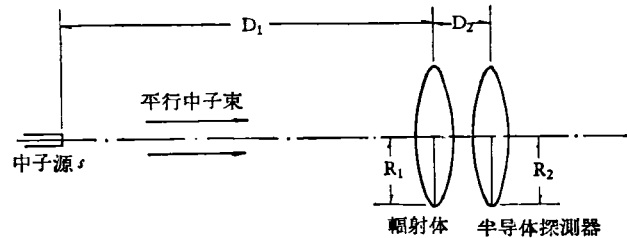


图 5 半导体反冲计数器结构示意图

$$R_1 = R_2 = 9 \text{ mm} \quad \frac{D_1}{R_2} = 0.2$$

s 为中子源，距 s 为 D_1 处是半径为 R_1 、厚度为 $t \text{ mg/cm}^2$ 的聚乙烯辐射体，在辐射体后面 D_2 处是半径为 R_2 的面垒型半导体探测器。辐射体和半导体探测器同轴，源 s 位于轴线上，并满足 $D_1 \gg R_2 \gg D_2$ 的条件。

反冲质子谱是迭加在探测器和电子学线路的噪声上。因此，在实验上我们无法决定在低能部分的反冲质子谱形状。为此，必须计算反冲质子理论谱。

由于反冲质子的角分布(即能量分布)是已知的，在考虑到质子在聚乙烯辐射体、空气和金层中的能量衰减及探测器的几何，可以用 Monte-Carlo 方法^[1] 计算反冲质子几率谱。令其为 $\phi(x)$ ，其中 $x = E/E_0$ ， E_0 是反冲质子最大能量(即入射中子能量)， E 是反冲质子能量。

把理论谱和实验谱比较，使我们能够把实验的反冲质子谱外推到低能部分，得到 $n-p$ 散射的相互作用总数。换言之，将 $\phi(x)$ 积分起来， $\rho(E_0, t, x_0) = \int_{x_0}^1 \phi(E_0, t, x) dx$ ，就可得到 x_0 阈以上的探测效率(即几率)，用它来对 x_0 阈以上的实验计数归一，就得到相互作用总数。

理论谱和实验谱符合的好坏，可以验证该方法的准确程度。

中子通量 Φ 可由下式求得：

$$\Phi = C(x_0) / \rho(E_0, t, x_0) n_H \sigma_n(E_0) Q. \quad (3.1)$$

式中 n_H 是单位面积辐射体上的氢原子数， $\sigma_n(E_0)$ 是能量为 E_0 的中子在氢核上的散射截

面(单位 10^{-24} cm^2), Ω 是辐射体对源所张的立体角, $C(x_0)$ 是 x_0 阈以上的反冲质子计数。

从式中可以看出, 除 $C(x_0)$ 、 Φ 外, 其它各量都可以给出, 只要由实验测得 $C(x_0)$, 便可求出单位立体角内的中子通量 Φ 。

2. 实验测量

实验是在 2.5 Mev 静电加速器上进行, 由 $T(p \cdot n)$ 和 $D(d \cdot n)$ 反应产生单能中子, 利用钼底衬的氘靶 (0.24 mg/cm^2) 和氘靶 (1.2 mg/cm^2), 束流为 $15 \mu\text{A}$ 左右, 靶用水冷。

金硅面垒型探测器的有效面积的直径为 20mm, 半导体电阻率取 2—5 $\text{k}\Omega\text{-cm}$ 。对不同的中子能量, 调节偏压以使灵敏层的厚度恰好能阻止最大能量的反冲质子。偏压过高则会增加 γ 本底。

半导体探测器输出脉冲幅度与入射带电粒子能量有很好的线性关系, 这就保证了测得的反冲质子的脉冲幅度谱就是反冲质子的能谱。

和闪烁望远镜相比, 所测能区低了, 这就要求辐射体更薄。有关单位为我们试制了 0.5 mg/cm^2 的聚乙烯薄膜, 使测量下限由原来 3 Mev 下降到 1 Mev。所用辐射体(聚乙烯), 经定量分析, 杂质含量小于 0.2%, 厚度为 $0.5\text{—}8 \text{ mg/cm}^2$ 。辐射体用十万分之一天平称量, 准确到 $\pm 10 \mu\text{g}$ 。

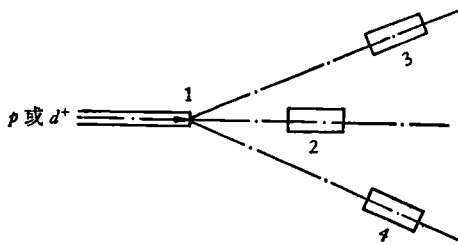


图 6 半导体望远镜和半导体反冲计数器实验布局图

1——靶; 2——半导体望远镜或半导体反冲计数器; 3, 4——长计数管。

半导体输出脉冲, 经过一个电荷灵敏前级放大器后, 直接送到多道脉冲幅度分析器记录。多道零点用水银开关脉冲产生器刻度。

实验布局见图 6。

半导体望远镜或半导体反冲计数器放在与质子束(或氘束)成 0° 角位置, 距离靶 15—30 cm, 利用长中子计数管做监视器, 长计数管位

于 $\pm 30^\circ$ 、离靶约 2 米远的地方。

利用计数率与离源距离成平方反比关系, 测得大厅散射中子本底为 $\pm 0.5\%$ 。 γ -射线和中子在探测器中产生的本底, 在其它条件不变的情况下, 用移去辐射体的方法测量。靶管、靶衬、冷却水散射中子本底很小, 可以忽略。

图 7 和图 8 给出了 $E_n = 1.5 \text{ Mev}$ 和 $E_n = 5.0 \text{ Mev}$ 时, 用半导体望远镜和半导体反冲计数器测得的反冲质子谱, 后者并与理论谱做了比较, 二者符合得很好。

3. 结果和讨论

半导体望远镜和半导体反冲计数器测量中子通量的误差, 分别以 $E_n = 1.5 \text{ Mev}$ 和 5.0 Mev

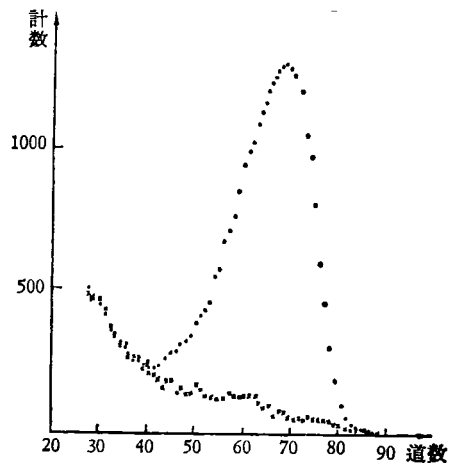


图 7 半导体望远镜反冲质子谱
 $E_n = 1.5 \text{ Mev}$; $t = 0.609 \text{ mg/cm}^2$ 。
“.”——有辐射体; “x”——无辐射体。

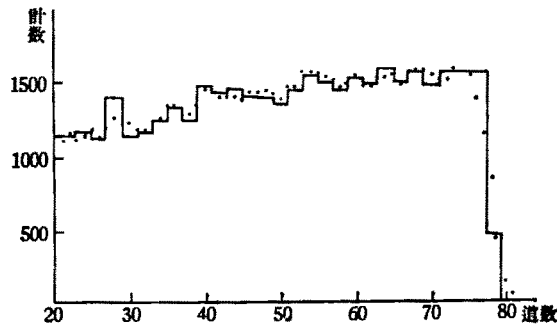


图 8 半导体反冲计数器反冲质子谱
 $E_n = 5.0 \text{ Mev}$; $t = 2.01 \text{ mg/cm}^2$.
 “·”——实验点; “—”——理论谱.

为例,见表 4 和 5.

项 目	误 差 (%)
$n-p$ 全截面	± 0.5
辐射体中氢核数	± 0.7
与源间距离	± 1.5
望远镜结构几何	± 0.8
效率计算误差	± 1.0
本底误差	± 0.8
统计误差	± 1.0
修正项误差	± 0.8
实验重复性	± 1.5
总误差	± 3.0

项 目	误 差 (%)
$n-p$ 全截面	± 0.5
辐射体中氢核数	± 0.7
与源间距离	± 1.2
计数统计误差	± 0.3
本底误差	± 0.5
理论谱计算误差	± 0.4
实验谱与理论谱符合	± 1.0
修正项误差	± 0.8
实验重复性	± 1.5
总误差	± 2.6

为了保证中子通量测量的准确,我们在 $E_n = 5.0, 4.14$ 和 3.33 Mev 三个能量点,用半导体望远镜和半导体反冲计数器进行了多次互相校验,在小于 $\pm 2\%$ 范围内一致. 在 $E_n = 1.5 \text{ Mev}$, 半导体望远镜与半导体反冲计数器分别与含氢正比管进行了校验测量,在 2.5% 范围内符合. 这些校验的符合,验证了测量的可靠性.

四、含氢气体正比管

1. 测量原理

在 $40 \text{ kev} - 3 \text{ Mev}$ 中子能区, 通量用含氢气体反冲正比计数管测量. 其原理也是由 $n-p$ 散射的反冲质子谱来定中子数, 采用的标准也是 $n-p$ 散射截面, 只不过是把薄膜辐射体改为含氢气体, 改变了记录反冲质子的方法.

实验装置原理见图9, 中子束沿正比管轴线方向入射, 可分两种情况考虑:

(1) 中子束平行入射: 当 $D \gg R$ 、 $D \gg l$ 时, 中子束可近似认为是平行入射。计数管的有效中心可以认为的几何中心。正比管为圆柱形。设单位体积中氢原子数为 n , 则

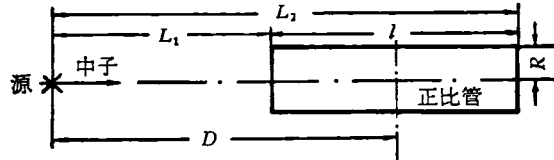


图9 实验原理图

l ——正比管灵敏体积长度;
 R ——正比管阴极半径;
 D ——中子源至正比管几何中心距离。

当管中气体的自屏蔽效应被忽略时, 在管中产生的反冲质子数为:

$$N = \phi \pi R^2 l n \sigma_n = \phi N_H \sigma_n, \quad (4.1)$$

$$\phi = N / N_H \sigma_n,$$

$$\Phi = \phi D^2. \quad (4.2)$$

其中 ϕ , Φ 分别表示单位面积和单位立体角的中子通量, N_H 为正比管灵敏体积内总的氢原子数, N 为总相互作用数, σ_n 为 $n-p$ 散射截面。 N_H 、 σ_n 、 D 均为已知, 故只要实验测出总相互作用数 N , 就可求出 ϕ 或 Φ 。

(2) 发散中子束入射: 当 $D \gg R$ 、 $D \gg l$ 的条件不能满足时, 即中子源与正比管间距离较近, 这时中子束不能认为是平行的, 要用点源对圆柱活化的公式来计算。根据文章 [14] 给出的公式, 单位立体角内的中子通量 Φ 的表达式为:

$$\Phi = N / \pi R n \sigma_n \Delta I, \quad (4.3)$$

$$\Delta I = \left(h_2 \ln \frac{h_2^2 + 1}{h_2^2} - h_1 \ln \frac{h_1^2 + 1}{h_1^2} \right) + 2(\operatorname{tg}^{-1} h_2 - \operatorname{tg}^{-1} h_1),$$

$$h_1 = L_1 / R, \quad h_2 = L_2 / R.$$

其中 L_1 , L_2 分别表示点源与灵敏体积前、后表面之间的距离。 ΔI 用电子计算机计算。

根据公式 (4.1)、(4.3), 只要测准 N , N_H 和 n , 就可以正确地定出中子通量。这要求正比管满足下列条件:

- (1) 有确定的灵敏体积, 主要是灵敏长度 l 要定准, 这样才能定准氢原子总数。
- (2) 因为正比管存在边界效应, 所以必须适当精确地知道反冲质子在气体中的能程关系, 以便计算理论几率谱。
- (3) 要求电离功为常数, 以保证反冲质子脉冲幅度与其在灵敏体积内耗损的能量成线性关系, 并且气体放大倍数沿中心丝电极要保持常数。

数据的处理, 同样是将实验谱与理论谱符合(方法与半导体反冲计数器相同), 理论谱是根据 Parker 提供的方法和能程关系, 用 Monte-Carlo 方法计算^[1]。我们取反冲质子谱不同面积, 计算通量的差异在 1% 左右。

质子在氢和甲烷 (CH_4) 中的电离功和其能量的关系, Allen 和 Ferguson 进行了测量^[15]。对于 H_2 , 1 Mev—10 kev 保持线性, 能量轴截距 < 2 kev。在甲烷中, 线性保持到 250

kev, 250 kev 以上给出截距 20—40 kev, 250 kev 以下斜率变小, 截距为 8 kev。我们对氡测量结果, 截距为 2.1 kev。

场管的引入, 准确地限定了正比管的灵敏体积^[16]。只要恰当地选择中心丝与阴极的电压比, 使场管电位等于气体中同半径处电位, 正比管的灵敏长度就由两场管之间距离确定。我们用准直的 X-射线束 (<1mm), 沿充 Xe (氙) 气 (70 cm Hg 高) 的正比管轴线扫描测量, 测得灵敏长度与设计值在 $\pm 1\text{mm}$ 内符合。实验证明, 电压比选择较理论计算值略低一些为好。

2. 实验测量

我们所用的正比管基本上是按照 Ferguson^[17] 的设计, 结构见图 10。灵敏体积长 $\sim 15\text{cm}$, 灵敏体积半径 $\sim 2.5\text{cm}$ 。

中心丝接正高压, 阴极接负高压, 场管接地。

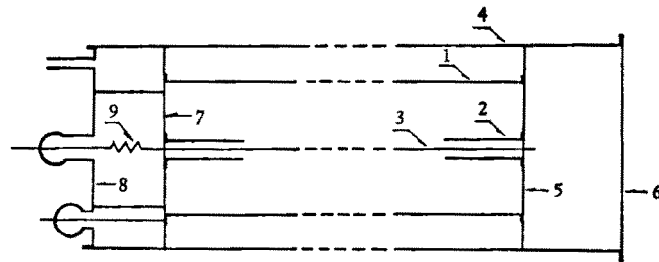


图 10 正比管结构示意图

1—阴极 (0.3mm 黄铜); 2—场管 (不锈钢); 3—中心丝 (0.03—0.05mm 直径钨丝); 4—外壳 ($\sim 0.6\text{mm}$ 不锈钢); 5, 7—前后云母; 6—盖; 8—底; 9—弹簧。

在中子能量 $E_n = 550\text{kev}$ 以下, 充氢体 (经铀纯化), 气压为 50—150 Cm Hg 高; $E_n = 200\text{kev}—2\text{Mev}$, 充 CH_4 (纯度为 99.99%), 气压为 40—150 cm Hg 高。

实验在 2.5 Mev 静电加速器上进行, 单能中子源由 $\text{Li}(p,n)$ 或 $\text{T}(p,n)$ 反应获得, 正比管放在与入射质子束成 0° 角方向上, 监视器是一个放在与质子束成 $\sim 30^\circ$ 方向上的长计数管。

正比管输出脉冲经一低噪声 ($< 10\ \mu\text{V}$) 前级放大器 and 一倒相器, 再送入多道脉冲幅度分析器记录。为了准确地将反冲质子谱转换成能谱, 要求高压电源稳定, 测量设备线性要好, 零点要刻度准。我们所用高压电源稳定度好于 0.03%, 多道积分线性好于 0.2%, 前级放大器和多道的零点用水银开关脉冲发生器刻度。

大厅散射本底用挡石蜡锥方法测量扣除。

对实验值做了如下修正:

- (1) 源与正比管间空气柱、正比管结构材料对中子的衰减;
- (2) 中子在 H_2 、 CH_4 气体中的衰减;
- (3) 阴极和不锈钢外壳散射中子引起的计数;
- (4) 正比管结构材料及固定正比管支架等散射中子引起的计数。

图 11 和 12 是我们用充 H_2 和 CH_4 的正比管测得的反冲质子谱, 和理论谱进行了比较, 二者符合得很好。

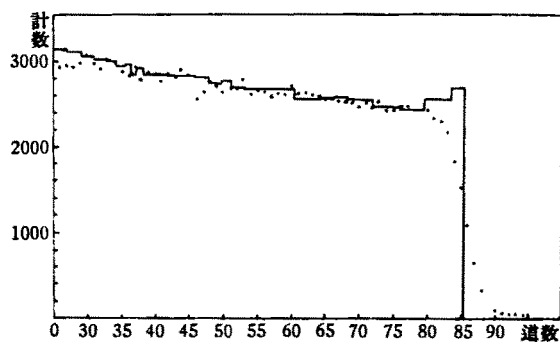


图 11 $E_n = 200 \text{ keV}$ 反冲质子谱
 H_2 $P = 49.25 \text{ cm Hg } 0^\circ\text{C}$
 “·”——实验值; “—”——理论计算结果。

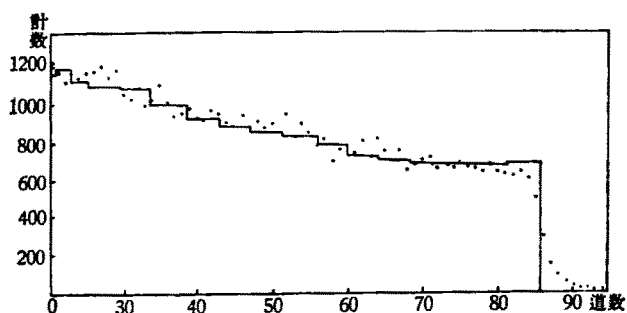


图 12 $E_n = 1 \text{ MeV}$ 反冲质子谱
 CH_4 $P = 135.44 \text{ cm Hg } 0^\circ\text{C}$
 “·”——实验值; “—”——理论计算结果。

3. 结果和讨论

实验误差以 $E_n = 1.0 \text{ MeV}$ 为例, 见表 6。

表 6 $E_n = 1.0 \text{ MeV}$ 时正比管实验误差

误差值 管号	误差项 "	σ_n	几 率	多道零 点不准	本 底	距 离	实 验 涨 落	修 正 误 差	总误差
67-1*	$\pm 1\%$	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.7\%$	$\pm 1.2\%$	忽 略	忽 略	$\pm 0.5\%$	$\pm 0.9\%$	$\pm 2.1\%$
67-2*	$\pm 1.3\%$	$\pm 0.5\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 1.2\%$	忽 略	忽 略	$\pm 0.5\%$	$\pm 1.1\%$	$\pm 2.4\%$
70-1*	$\pm 1.3\%$	$\pm 0.5\%$	$\pm 1.0\%$	$\pm 1.2\%$	忽 略	忽 略	$\pm 0.5\%$	$\pm 1.2\%$	$\pm 2.5\%$

我们用充 H_2 与充 CH_4 的正比管, 在 $E_n = 220, 300$ 和 500 keV 能量点进行了比较测量, 在误差范围内符合。但在 500 keV 点, 数据较少, 工作还欠细致, 准备进一步校验。

在 $E_n = 220$ 和 880 keV 两个能量点和用标准源校准的 $Na-D_2O$ 、 $Na-Be$ 光中子源进行了比较, 符合程度分别为 4.5% 和 0.7% 。 $E_n = 220 \text{ keV}$ 这一点稍有差异, 还需进一步

校验。

在 $E_n = 0.15-1.5$ Mev 能区,用正比管刻度了长计数管的效率,见图 14。

五、 Be^7 放射性法

1. 测量原理

100 keV 以下中子通量的测量是一个比较困难的课题。用低气压的含氢气体正比管进行测量,由于电子学噪声和 γ 本底的干扰,能量下限只能推到几十 keV。为了避免测量低能质子的困难,我们采用 Be^7 放射性法来测量 $\text{Li}^7(p,n)$ 反应产生的 10—100 keV 能区中子通量。它是利用 $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 反应的特性,依据测量此反应放出中子同时形成的 Be^7 核的数目来决定总中子数,再用 $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 反应阈附近 1.920—1.940 MeV 能区的角分布,定出所要方向上(所要中子能量)的中子通量。

该反应中形成的 Be^7 核是不稳定的。它以 53.5 天^[18] 半衰期以 K 俘获的方式蜕变到 Li^7 核。其中一部分先衰变到 Li^7 激发态,在极短的时间内 ($\sim 5.3 \times 10^{-14}$ 秒),激发态又以辐射 478 keV γ 射线的方式跃迁到 Li^7 的基态,另一部分则直接跃迁到 Li^7 基态。衰变纲图见图 13。这两种跃迁方式的分支比现在已有较精确的测定值 $[0.1032 (1 \pm 1.6\%)]$ ^[19]。因此,利用 γ -射线探测器测量 478 keV γ 射线的绝对数目,就可求得 Be^7 核数目,亦即中子总数。

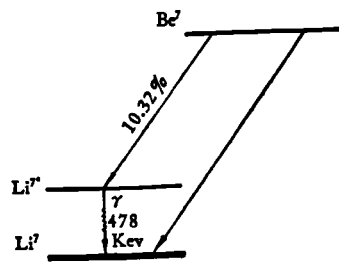


图 13 Be^7 衰变图

为了定出某一方向(相应于一定中子能量)的中子通量,需要知道它的角分布。对于 $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 阈附近的反应机制,现在已经研究得比较清楚^[20,21]。一般可以认为:在阈以上直到 $E_p = 2.50$ MeV; $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 反应:(1)先形成复合核,然后进行衰变;(2)只存在二个宇称相反的能级,在此范围内及相邻区域中不存在同宇称、同自旋的能级,远处能级只贡献一对角的 R_{∞} 矩阵;(3)质子能量 $E_p \sim 1.90$ MeV 是 s 波共振,态自旋 $J^{\pi} = 2^{-}$; $E_p = 2.25$ MeV 是 p 波共振, $J^{\pi} = 3^{+}$ 。从这观点出发,利用双能级公式^[22],经过一些数值计算,可以得到 $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 反应阈附近质心系中子角分布。我们计算了 $E_p = 1.920, 1.925, \dots, 1.950$ MeV 七个能量的角分布曲线,现将 $E_p = 1.93$ MeV 的角分布计算值列在表 7 中,以供参考。

表 7 $E_p = 1.930$ MeV 的角分布计算值

角度(度)	0	10	20	30	40	50	60	70	80	90
值	0.833	0.835	0.842	0.854	0.886	0.890	0.913	0.939	0.967	0.997
角度(度)	100	110	120	130	140	150	160	170	180	
值	1.026	1.056	1.084	1.109	1.131	1.149	1.163	1.171	1.174	

表 7 列出的值,是相对于各向同性分布时的比值。

知道了 Be^7 核的总数(中子总数)和中子在实验室系的角分布,相应于某一能量(角

度)的中子数目即可很容易地求出。

2. 实验测量

为了定出锂靶上在反应中形成的 Be^7 核数目,也就是 $\text{Li}^7(p,n)\text{Be}^7$ 反应产生的总中子数,需要一套效率经过校准的 γ -射线探测器。我们使用的 γ -射线探测器是直径 $1\frac{3}{4}$ 吋,高 2 吋的 $\text{NaI}(\text{Tl})$ 晶体,对 478 keV γ -射线,能量分辨率约 10%。

我们用标准 γ 源 Au^{198} ($E_\gamma = 412$ keV) 和 Cs^{137} ($E_\gamma = 661$ keV) 校准 γ 探测器的效率,结果是: $\epsilon_{\text{Au}} = (7.79 \pm 0.17)\%$; $\epsilon_{\text{Cs}} = (4.04 \pm 0.10)\%$ 。为求探测 478 keV γ -射线的效率,利用了效率-能量的指数关系^[23]: $\epsilon = bE^{-k}$ 进行内插,得到 ϵ_{Be} 为 $(6.33 \pm 0.13)\%$ 。这样由下式求出 Be^7 核数目,即中子总数 N_0

$$N_0 = N'_{\text{Be}^7} = (N_{\text{Be}^7} - N_b) e^{\lambda \Delta t} / \epsilon_{\text{Be}} \lambda b_r \quad (5.1)$$

其中 N'_{Be^7} 为质子轰击 LiF 靶产生的 Be^7 核数目, λ 是 Be^7 衰变常数, Δt 是轰击结束至 Be^7 γ -射线开始测量之间的时间间隔, N_{Be^7} 是单位时间全能峰总计数, N_b 是全能峰里的本底计数(包括康普顿效应的尾巴), b_r 为分支比。

为了避免靶物质的脱落,我们所用的 LiF 靶钽衬(0.1mm 厚)经过良好的抛光和清洁处理,然后在真空条件下将 LiF 蒸发到钽衬上。厚度为 5—10 keV。由反应动力学计算可知,当 $E_p = 1.940$ MeV 时产生的 Be^7 核大部分都冲入钽衬里,没有沿反方向飞出的。实验证明, Be^7 核的 97% 冲进钽衬。因此,在通常情况下, Be^7 核的脱落可以忽略不计。由于质子轰击靶的时间很短,约 1—2 小时,所以没有考虑打靶过程中 Be^7 的衰变。

实验上直接应用 Be^7 放射性法测量 10—100 keV 能区中子通量是不方便的。我们利用此法刻度了一只长计数管的效率,再用该长计数管来测量这一能区的中子通量。

3. 结果和讨论

我们刻度的长计数管的效率及误差均列于表 8 中。

表 8 9—137 keV 长计数管效率和误差

值 $E_p(\text{keV})$	项目	长计数管 计数误差	入射质子 能量误差	(角度误差)	角分布计 算误差	修正值 误差	仪器稳 定性	效率 [%] 和误差 ¹⁾
137±11		0.5%	0.5%	—	2%	—	1%	$2.25 \times 10^{-4} (1 \pm 3.8\%)$
122±15		0.5%	0.5%	—	2%	—	1%	$2.26 \times 10^{-4} (1 \pm 4.6\%)$
99±21		0.5%	0.5%	0.5%	2%	—	1%	$2.25 \times 10^{-4} (1 \pm 4.6\%)$
86±21		0.5%	0.5%	0.5%	2%	—	1%	$2.23 \times 10^{-4} (1 \pm 4.6\%)$
56±20		0.5%	0.8%	1%	2%	—	1%	$2.29 \times 10^{-4} (1 \pm 4.6\%)$
44±19		0.5%	0.8%	1%	2%	—	1%	$2.23 \times 10^{-4} (1 \pm 4.6\%)$
24±16		0.5%	1.8%	2%	2%	0.36%	1%	$2.11 \times 10^{-4} (1 \pm 5.3\%)$
15±13		0.5%	2.2%	2%	2%	0.5%	1%	$2.07 \times 10^{-4} (1 \pm 5.8\%)$
9±6		1.5%	4.7%	2%	2%	1.4%	1%	$2.01 \times 10^{-4} (1 \pm 6.9\%)$

1) 总误差中已包括用 γ 探测器测定 Be^7 核数目(中子总数)的误差,其值为 $\pm 2.8\%$ 。中子总数的误差包括: γ 探测器效率误差($\pm 2.3\%$)、 Be^7 衰变分支比误差($\pm 1.6\%$)和测量 Be^7 γ -射线的计数统计误差($\pm 0.5\%$)。

$[\varepsilon Q]$ 是效率与在长计数管距源(靶)固定距离时的有效立体角 Q 之乘积。

$$[\varepsilon Q] = N_c / I(\theta). \quad (5.2)$$

式中 N_c 是长计数管的有效计数, $I(\theta)$ 是长计数管所在方向 (θ 角) 上单位立体角里的中子强度。

为了相互比较, 在 24 keV 和 220 keV 两个能量点, 用 Sb-Be、Na-D₂O 光中子源刻度了长计数管的效率, 分别为 $(2.07 \pm 0.07) \times 10^{-4}$, $(2.22 \pm 0.07) \times 10^{-4}$ 。如我们认为 137—220 keV 能区长计数管效率的变化可忽略, 那么, Be⁷ 放射性法同中子源法校准的效率值, 在相互比较的能量 (24、220 keV) 上, 在误差范围内相符合。见图 14。

Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应的中子总数目的准确性, 主要依赖于测量 Be⁷ 核数目的 γ -射线探测器的效率, 以及分支比的准确性。实验表明, 我们制备的薄的 LiF 靶上形成的 Be⁷ 核的损失可以忽略。为了校验 Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应角分布计算的可靠性, 我们测量中子源绝对强度的锰池效率, 是用 Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应中子源刻度的, 而不是通常的标准中子源。这样, 无论是 Be⁷ 放射性法, 还是光中子源法, 其总中子数的测量都依赖于同一标准 γ -射线探测器的效率。同时, 光中子源的角分布可以从实验测量, 是近似各向同性。因此, 用这两种方法刻度长计数管给定能量处效率的相互比较, 实质上就是检验 Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应的角分布计算。另外, 我们还用 B¹⁰ + 半导体计数器测量 $3 E_p = 1.930$ MeV 时与入射束成 35°、55°、65° 相对于 45° 的中子通量的比值, 这一比值与用 Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应角分布计算的比值, 在误差范围内也符合。

最后, 值得指出的是, 我们在计算 Li⁷($p \cdot n$) Be⁷ 反应角分布时, 忽略了一些反应能级的贡献。例如 $E_p \sim 2.0$ MeV 的 ($p \cdot \gamma$) 能级等。因此, 只有在这些反应可忽略的情况下计算是可靠的。实验表明, 在 $E_p < 1.940$ MeV, 计算的角分布才与实验符合; 在这能量以上, 计算的角分布同实验有明显的偏离, 不能采用。

六、结 论

我们工作的重点是利用氢的中子弹性散射截面和微分散射截面对 0.01—18 MeV 能区的中子通量进行绝对测量。在几个能量点上不同方法的相互校验在 5% 之内符合, 证明了我们所用方法的可靠性。结果见表 9。

表 9 各种方法相互校验测量结果

比 较 探 测 器	E_n (MeV)	结 果
闪烁望远镜/伴随粒子法	14.0	1.05 ± 0.03
半导体计数器/半导体望远镜	5.0	0.986 ± 0.03
半导体计数器(或望远镜)/CH ₄ 正比管	1.5	0.975 ± 0.04
CH ₄ 正比管/H ₂ 正比管	0.5	1.02 ± 0.03
CH ₄ 正比管/Na-Be 源	0.88	0.99 ± 0.04
H ₂ 正比管/Na-D ₂ O 源	0.22	1.045 ± 0.04
Be ⁷ 放射性法/Sb-Be 源	0.024	0.98 ± 0.05

在 $E_n = 0.01—5.0$ Mev 能区刻度了一只长计数管的效率, 做为次级标准。结果见表 10 和图 14。

表 10 长计数管效率刻度结果

E_n (Mev)	5.0	4.14	3.33	1.5	1.0	0.88	0.50	0.30	0.22	0.10	0.024	0.009
$\epsilon Q (\times 10^{-4})$	1.06	1.20	1.51	1.72	1.96	1.95	1.97	2.03	2.04	2.25	2.11	2.01

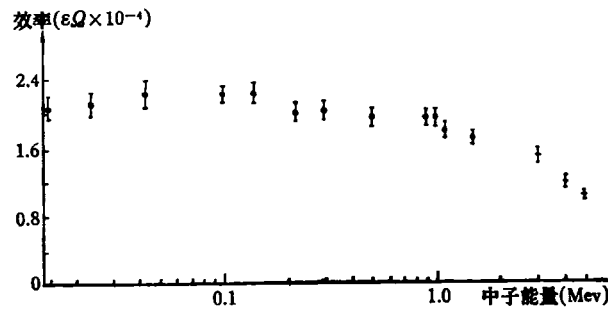


图 14 长计数管效率曲线

- “●”——Be⁷放射性法刻度;
- “○”——正比管刻度;
- “+”——半导体望远镜和半导体反冲计数器刻度。

在上述工作的基础上,对 0.01—18 Mev 能区的中子截面进行了测量。

利用闪烁望远镜测量了 5—18 Mev Pb、Zr、Cu 等元素的 $(n, 2n)$ 反应截面;用半导体反冲计数器和半导体望远镜两种方法,测量了 3.0—5.0 Mev Au、W、As 等元素的 (n, γ) 截面;用含氢正比管测量了 0.1—1.5 Mev Au、W、As 等元素的 (n, γ) 截面;用 Be⁷ 法测量了 10—100 keV Au、W、As 等元素的 (n, γ) 截面。

我们所做的测量通量工作还只是打下了一个基础,各种不同方法的符合情况还不够理想。鉴于对通量测量工作的要求愈来愈高,对 中子通量测量方法的研究有必要进一步深入。

我们准备在两种方法的重迭能区做更进一步的相互校验。在 14 Mev, 闪烁望远镜与伴随粒子法虽在 5% 内符合,但差别仍较大,而且差别是单一方向的,估计还存在系统误差,需要消除。在 0.22 Mev、0.88 Mev 两个能量点,由于 Na-D₂O、Na-Be 光中子源的精度可进一步提高,正比管可与之做进一步校验。在 500 keV 处,充 H₂ 与充 CH₄ 正比管的校验,实验数据较少,还需做仔细的校验。在 5 Mev 能量点,在进一步改进闪烁望远镜符合技术、用薄一些的 CsI 晶体,以减少本底影响的基础上,和半导体反冲计数器进行比较测量。

我们还打算进一步改进实验技术和研究其它方法。如采用 $n-\gamma$ 分辨技术,将正比管测量下限下推;在 0.1—1.5 Mev 能区, $T(p, n)H_2^2$ 反应的伴随粒子法,是独立于反冲质子法的,可与正比管相互校验,也有可能提高这一能区通量测量的精度。

参 考 资 料

- [1] J. B. Parker et al., *Nucl. Inst. Meth.*, **23** (1963), 61.
- [2] P. H. White, *J. Nucl. Energy*, **19** (1965), 325.
- [3] B. C. Diven, *Phys. Rev.*, **105** (1957), 1350.
- [4] G. Dearnaley et al., *AERE-3662* (1961).
- [5] H. Liskien et al., *Nucl. Inst. Meth.*, **69** (1969), 70.
- [6] A. Paulsen et al., *Nucl. Inst. Meth.*, **91** (1971), 589.
- [7] E. Fort and J. L. Leroy, *IAEA Conference on Nuclear Data-Microscopic Cross-Section and other Basic Data for Seactors*, paper CN. 23/67, Paris (1966).
- [8] W. Ponitz, *J. Nucl. Energy, Parts A/B*, **20** (1966), 825.
- [9] J. C. Hopkins, *LADC-8781*, (1967).
- [10] P. Fieldhouse et al., *J. Nucl. Energy*, **21** (1967), 131.
- [11] J. B. Marion and J. L. Fowler, *Fast Neutron Physics, Part II*, p 2211.
- [12] S. J. Bame, *Rev. Sci. Inst.*, **31** (1960), 911.
- [13] J. B. Marion and J. L. Fowler, *Fast Neutron Physics, Part I*, p 247.
- [14] A. V. H. Masket et al., *OENL-2170*.
- [15] W. D. Allen et al., *Proc. Phys. Soc.*, **70A** (1957), 639.
- [16] A. L. Cockroft et al., *Rev. Sci. Inst.*, **22** (1951), 37.
- [17] J. B. Marion and J. L. Fowler, *Fast Neutron Physics, Part I*, p 179.
- [18] H. W. Wright et al., *Nucl. Sci. Engin.*, **2** (1957), 427.
- [19] J. G. V. T aylor et al., *Canada J. Phys.*, **40** (1962), 926.
- [20] R. Taschek et al., *Phys. Rev.*, **108** (1957), 1294.
- [21] S. Devons, L. J. B. Goldtarb, *Angular Correlation Hand buch der Physik*, vol. 24, Berlin, 1957.
- [22] Kai Sieghahn, *Alpha-Beta-and-Gamma-Ray Spectroscopy*, vol. I, (1962).