

中子核反应截面测量中的厚靶技术*

叶邦角 范扬盾[√] 王忠民 韩荣典 虞孝麒

(中国科学技术大学 合肥 230027)

TL326

A 摘要 在核反应截面测量实验中使用厚靶技术,对厚靶测量谱进行解谱,得到等效薄靶的结果。用该方法大大提高了事件的计数率,明显地减少了统计误差。

关键词 截面, 厚靶, 中子核反应

核反应截面测量

⑤ 核反应截面测量是一项很基本、很重要的工作,通过精确测量微分截面和总截面,可以得到许多有关核和粒子的重要信息。在核能应用中,快中子的微分截面是设计裂变和聚变反应堆的依据;此外,它在国防、军工和核理论研究中同样十分重要。

快中子引起的(中子、带电粒子)核反应的截面测量目前主要有两种方法^[1]:一种是最常用的活化法,另一种是直接测量出射粒子法。活化法具有技术简单和统计误差小等特点,但它不能测量微分截面也不能区分像(n,d)、(n,np)和(n,pn)等过程。直接测量出射粒子的方法可以克服以上的缺点,因此已受到各国核科技工作者的重视。但是要测量(n,x)核反应的微分截面并非易事。首先,这种反应的本底计数很大,有的甚至比真计数高出几个数量级^[2];其次,由于大部分的(n,x)核反应截面都很小,为了不至于使能散太大,靶往往做得很薄,因而产额就很低,要使数据达到一定的统计数,测量的时间要很长(甚至达几个月),这进一步又对加速器和探测器的稳定性提出了更高的要求。因此,到目前为止,所测量出的能用的数据还很少。近几年来国际原子能委员会(IAEA)一直倡导各国要开展这方面的工作,特别是(n,α)截面的测量^[3]。

从80年代末至今,中国科学技术大学的测量小组设计和建造了一套多路望远镜系统^[4]专门用于测量(n,x)核反应的双微分截面,该系统除了使用低本底材料铍和钨外,在硬件上还使用三重符合和八路线性门等手段减少本底计数;更重要的是采用了厚靶技术,既提高了事件率,减少了统计误差,又缩短了测量时间。该方法已用于测量一些(n,xp)和(n,xα)核反应的双微分截面,并取得了很好的结果。本文主要介绍这种方法的理论基础和实验结果。

1 厚靶技术

重带电离子穿过物质时的能量损失由Bethe-Bloch公式^[5]描述

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 N Z_2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 - \left(\delta + \frac{c}{Z_1} \right) \right] \quad (1)$$

式中, m_e 为电子质量, Z_1 为入射粒子的电荷数, Z_2 为阻止物质即靶核的原子序数, I 是阻止物质的平均电离电位近似为 $I = I_0 Z_2$, 这里 $I_0 \sim 10\text{eV}$, $\beta = v/c$, v 为入射粒子速度, c 为光速, $(\delta + c/Z_1)$ 是考虑了密度效应和壳层效应后的总修正。后来, Bloch和Bethe在采用了量

* 中国核工业总公司和中国科学技术大学青年基金资助

收稿日期:1996-04-28, 修回日期:1996-06-19

子力学计算的基础上得到了能量损失的一个普遍表达式

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 Z_1^2 N Z_2}{m_e v^2} \left[\ln \frac{2m_e v^2}{I} + \psi(1) - \operatorname{Re} \psi \left(1 + \frac{iZ_1 v_0}{v} \right) \right] \quad (2)$$

式中, ψ 为 Γ 函数的对数转化函数。

在实际计算过程中, 曾出现过大量的模拟函数, Auderson 和 Zeigler 在分析了大量实验数据的基础上, 给出了一个很好的计算公式^[6]

$$\frac{dE}{dx} = \frac{A}{\beta^2} \left[\ln \frac{B\beta^2}{1-\beta^2} - \beta^2 - \sum_{i=0}^4 a_i (\ln E)^i \right] \quad (3)$$

该公式适用于能量大于 1 MeV 的入射粒子, 其中的 A 、 B 、 a_i 均为拟合系数。

在中子核反应中, Z_1 和 v 是核反应出射带电粒子的原子序数和速度, Z_2 为核反应靶的原子序数。

在 (n, x) 核反应实验中, 快中子入射至靶后产生带电粒子发射的反应, 设靶的厚度足够终止反应中产生的最大能量的带电粒子, 则由此测量的厚靶能谱必须进行解谱, 得到相应的薄靶能谱。设能谱第 I 道对应的能量为 E_I , 所对应的计数为 $N(E_I)$, 它实际上是靶不同深度的出射带电粒子的总贡献。靶中某处薄层 dx 所产生的带电粒子数对 $N(E_I)$ 的贡献为

$$dN(E_I) = \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} K dx(E_I) \quad (4)$$

式中, $K = \Delta E \Delta \Omega \Phi N_v S$, ΔE 和 $\Delta \Omega$ 为对应的能区和立体角, Φ 为积分中子通量, N_v 为位体积的靶核数, S 为靶面积; 对一个确定的实验, K 是常数。把(4)式改写为

$$dN(E_I) = \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} K \frac{dE}{dE/dx(E_I)} \quad (5)$$

第 I 道的总计数是所有有效靶厚产生的带电粒子的总贡献, 积分该式得

$$N(E_I) = \int \frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} K \frac{dE}{dE/dx(E_I)} \quad (6)$$

对给定的 I 道, E_I 是确定的常数, 因此 $dE/dx(E_I)$ 也是常数, 上式两边乘 $dE/dx(E_I)$, 令 $M(E_I) = N(E_I) \cdot [dE/dx(E_I)]$, 然后两边对 E 求导, 有

$$\frac{d^2 \sigma}{dE d\Omega} = \frac{1}{K} \frac{dM(E_I)}{dE} \quad (7)$$

在使用计算机解谱时, 常常需要使用数值计算, 由泰勒展开得

$$\frac{dM(E_I)}{dE} = \frac{[M(E_{I+1}) - M(E_{I-1})]}{[E_{I+1} - E_{I-1}]} \quad (8)$$

由(7)式和(8)式就可得到所需要的微分截面。其中 $dE/dx(E_I)$ 使用(3)式。

对由多种同位素组成的靶, 如天然靶和合金靶, dE/dx 应由下式给出

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{M} \sum N_i A_i \frac{dE_i}{dx} \quad (9)$$

式中, M 为靶的分子量, N_i 和 A_i 为各种组成成分的原子数和原子量。

对 $Z_1 > 2$ 的带电粒子, (3)式中的 Z_1 应该用下式表达的 Barkas 的有效电荷 Z_{eff} 来代替

$$Z_{\text{eff}} = Z_1 [1 - \exp(-125 \beta Z_1^{-2/3})] \quad (10)$$

例如, 对 $Ni(n, x \alpha)$ 核反应, 在中子能量为 14 MeV 时, Z_{eff} 随 α 粒子的能量不同而不同; 当 $E_\alpha = 4$ MeV 时, $Z_{\text{eff}}/Z = 0.974$; 当 $E_\alpha = 16$ MeV 时, $Z_{\text{eff}}/Z = 0.999$ 。

2 实验结果

我们用厚靶技术测量了一些结构材料的(n,x)核反应的双微分截面,如⁹³Nb(n,xp)^[7]、^{nat}Ni(n,xp)^[8]、^{nat}Fe(n,xp)^[9]、不锈钢(n,xp)^[10]和^{nat}Ni(n,xα)等,得到了很好的结果。以^{nat}Ni(n,xp)反应为例,我们给出从厚靶谱解谱得到相应的薄靶能谱,并最终得到双微分截面的过程。

对所得到的实验数据,首先要进行粒子鉴别和删除本底计数等过程,最后得到净能谱。图1上图就是反应角为36°时的^{nat}Ni(n,xp)核反应厚靶净能谱。如上所述,解谱的步骤为:首先对道计数 $N(E_i)$ 乘以能量损失即 $N(E_i) \cdot dE/dx(E_i)$ (结果见图1中图,即为 $M(E_i)$);然后对所得的结果进行数值微分即得到等效薄靶的结果(见图1下图,即为 $dM(E_i)/dE$);最后由(7)式得到双微分截面。解谱时所选用的道宽为一道代表0.064MeV。对我们的多路望远镜系统,一次可同时测量32个反应角,其中16个角为靶的反应谱,另16个角为无靶的本底谱;对每个角度的能谱都要进行上述过程的处理,即可得到所有角度的双微分截面。图2和图3即为16个反应角的厚靶能谱和等效薄靶能谱。

由得到的双微分截面进行勒让德拟合,即可得到出射带电粒子的角度积分截面(见图4)。测量的时间约为40h,测量的总真事件数达 4.5×10^5 个,因而统计误差可以大大减少;作为比较,图中给出的另一组数据为国际上一直在广泛使用的美国Grimes等^[11]的结果,他们使用的是薄靶($\sim 4\text{mg}/\text{cm}^2$)

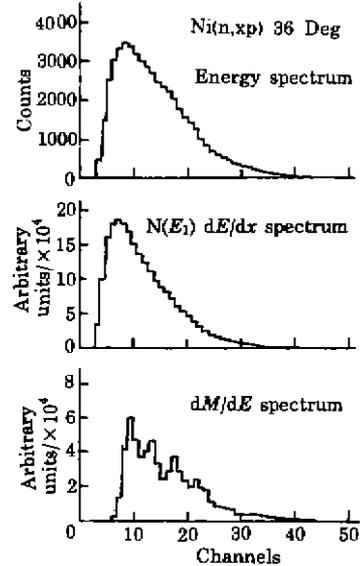


图1 厚靶能谱的数据转换
Fig.1 Typical data transformation of the thick target spectrum

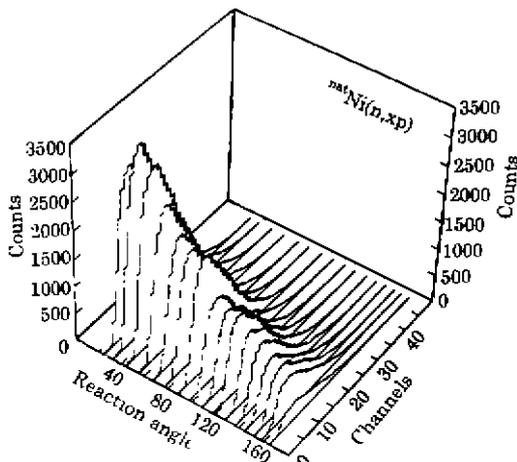


图2 16个反应角的厚靶能谱
Fig.2 The energy spectra for thick target at 16 reaction angles

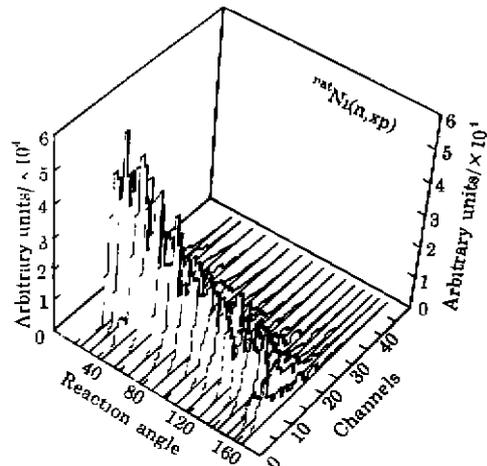


图3 16个反应角的等效薄靶能谱
Fig.3 The equivalent thin target spectra at 16 reaction angles

差可以大大减少;作为比较,图中给出的另一组数据为国际上一直在广泛使用的美国Grimes等^[11]的结果,他们使用的是薄靶($\sim 4\text{mg}/\text{cm}^2$)

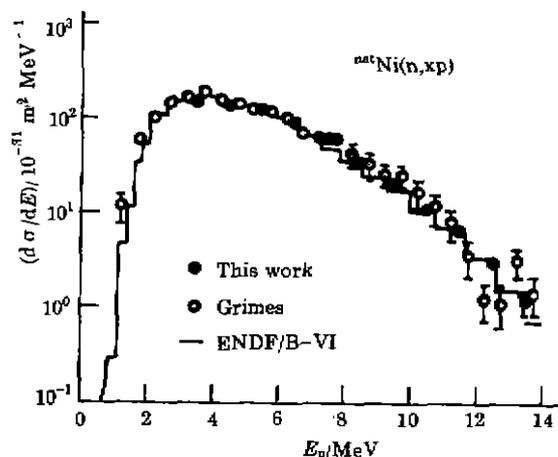


图4 $^{60}\text{Ni}(n,xp)$ 核反应的角度积分截面

Fig.4 The angle integrated cross sections from the $^{60}\text{Ni}(n,xp)$ reactions

国B-6库的评价结果。

应当指出,使用厚靶在另一方面也会增加一些误差(例如在数据处理过程中由于 dE/dx 本身的拟合误差将使结果增加一些系统误差等)。但总的说来,使用厚靶技术由于能显著提高事件计数率和减少统计误差,因此在测量一些截面较小的核反应时,仍不失为一种有效的方法。

参 考 文 献

- 1 Saraf S K, Brient C E, Egun P M, *et al.* Nucl Sci Eng, 1991; 107:365
- 2 Vonach H. Phys Appl, 1980; 6:59
- 3 IAEA, Information concerning the research. contract progress. for 1996 (or 1995)
- 4 叶邦角, 范扬眉, 王忠民, 等. 高能物理与核物理, 1994; 18增刊:13
- 5 王韶舜著. 核与粒子物理实验方法, 北京:原子能出版社,1989:208
- 6 Auderson H H, Zeigler J F. Hydrogen stopping power and ranges in all element, Vol.3. New York: Pergamon, 1977
- 7 Ye B J, Fan Y M, Wang Z M, *et al.* Nucl Sci Eng, 1994; 117:67
- 8 Ye B J, Fan Y M, Wang Z M, *et al.* Nucl Sci Eng, 1996; 122:136
- 9 Ye B J, Wang Z M, Fan Y M, *et al.* Nucl Phys A, (to be published)
- 10 Fan Y M, Ye B J, Wang Z M, *et al.* Nucl Eng Design, (to be published)
- 11 Grimes S M, Haight R C, Alvar K R, *et al.* Phys Rev,1979; C19:2127

Thick-target technique used in the measurement of cross sections of neutron reactions

Ye Bangjiao Fan Yangmei Wang Zhongmin Han Rongdian Yu Xiaoqi
(University of Science and Technology of China, Hefei 230027)

Abstract

A thick-target technique is used in the measurement of cross sections of nuclear reactions. To obtain the equivalent thin target spectrum the thick target spectra should be unfolded. By this method the counting rate is increased and the statistical error is decreased greatly.

Key words Cross section, Thick-target, Neutron reaction