

文章编号: 1007-4627(2015)04-0440-06

NaI(Tl)探测器对23.8 MeV γ 射线的效率刻度方法

苏晓斌^a, 刘洋^b, 侯龙^a, 王朝辉^a, 王琦^a

(中国原子能科学研究院, a. 核数据重点实验室; b. 反应堆物理研究室, 北京 102413)

摘要: 低能 $D(d,\gamma)^4He$ 辐射俘获反应截面的研究在聚变领域和天体物理等领域中起到非常重要的作用。由于受到标准 γ 源能量的制约, 在研究 $D(d,\gamma)^4He$ 反应产生的 23.8 MeV 高能 γ 射线产额实验过程中不能用标准源进行效率刻度。采用实验测量与计算相结合的方法实现 NaI(Tl) 探测器对 23.8 MeV γ 射线的效率刻度是比较成熟可靠的。针对高能 γ 射线的产额低、本底大的情况, 实验采用一个大型 NaI(Tl) 反康谱仪进行测量, 以提高探测效率。NaI(Tl) 探测器的效率, 独特地采用了包括全能峰、单逃逸峰和双逃逸峰在内的效率来计算, 经 MCNP-4C 程序模拟计算, 结合实验测量的 $^{19}F(p,\alpha\gamma)^{16}O$ 反应产生的 6.13 MeV γ 射线探测效率推算出该 NaI(Tl) 探测器在 23.8 MeV 的效率为 $(2.23 \pm 0.34)\%$ 。该方法对研究高能 γ 射线效率刻度具有重要的参考价值。

关键词: NaI(Tl) 探测器; 能量; γ 射线; 效率刻度; MCNP-4C

中图分类号: O571.5 文献标志码: A DOI: 10.11804/NuclPhysRev.32.04.440

1 引言

低能区的轻离子核反应用于基础物理和应用物理研究都具有重要的作用。其中低能 $D(d,\gamma)^4He$ 辐射俘获反应可以用于聚变领域中的高温等离子体的诊断过程研究, 还可用于天体物理领域中的核合成过程和轻核素丰度的研究。

实验研究 $D(d,\gamma)^4He$ 的聚变反应是由 Zurmuhle^[1] 于 1963 年开始的, 在而后的 30 多年里该反应的实验研究不断。20 世纪 70 年代, 人们采用各种类型探测器, 分别用极化束和非极化束在能量从几十 keV 到 90 MeV 的范围内对 $D(d,\gamma)^4He$ 辐射俘获反应进行实验研究。随着实验精度的提高, $D(d,\gamma)^4He$ 反应中 4He 核基态的 D 态混杂现象随之被发现。尤其是 Weller 等^[2] 用极化束完成了一些出色的实验, 为理论研究提供了可靠的实验依据。

在测量 $D(d,\gamma)^4He$ 聚变反应发射的 23.8 MeV 的高能 γ 射线时需要对探测器进行效率刻度。一般都采用已知强度的标准 γ 源对低能 γ 射线进行效率刻度, 但是没有合适的标准 γ 射线源对 20 MeV 以上能量进行效率刻度。现有常规的 γ 射线源, 其能量均在 3 MeV 以下, 用这类 γ 射线源所校准过的 γ 射线探测器和 γ 射线剂量仪

表去测量 20 MeV 的高能 γ 射线时会产生明显的偏差。所以一般对 20 MeV 以上能量的效率刻度都采取其他的方法。本文首先介绍几种 NaI 探测器对 23.8 MeV γ 射线的效率刻度方法, 然后介绍我们使用的方法。

2 对 23.8 MeV γ 射线的效率刻度方法

2.1 $D(d,\gamma)^4He$ 反应直接测量法

用探测器在加速器上直接在线测量 $D(d,\gamma)^4He$ 反应发射的高能 γ 射线。但由于此反应道的截面很低, 能探测到 23.8 MeV γ 射线的几率非常小, 而其伴随反应 $D(d,n)^3He$ 所发射的中子强度比 23.8 MeV γ 射线大 10^7 倍, 中子本底对测量的影响非常大, 另外还存在宇宙射线的影响, 因此很难实现精确测量。而且要对 23.8 MeV γ 射线进行效率刻度, 我们需要引用其它实验的截面数据, 这样会使结果的误差进一步增大。

2.2 实验测量与计算相结合的方法

使用 $^{11}B(p,\gamma)^{12}C$ 反应刻度 23.8 MeV γ 射线效率时^[3], 在入射质子能量为 163 keV 时产生共振, 由探测器探测到的此反应所发出的某一能量的 γ 射线数量定出探测器在该能量点的效率, 再通过计算得到探测器在 23.8 MeV 效率。NaI(Tl) 探测器的绝对效率

收稿日期: 2015-01-28; 修改日期: 2015-03-13

基金项目: 中国核工业集团公司核数据专项基金资助(4160303)

作者简介: 苏晓斌(1980-), 女(满), 辽宁辽阳人, 助理研究员, 博士研究生, 从事核数据测量研究; E-mail: su_bin_2001@163.com。

是通过比较NaI(Tl)探测到的 γ 射线计数和半导体探测器探测到的 $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ 反应所发射的 α 粒子数目确定的。公式(1)中的 N_γ 为NaI探测器在某一段时间内探测到的某一能量 γ 射线数量, N_α 为 α 探测器探测到的 $^{11}\text{B}(\text{p},\alpha)^8\text{Be}$ 反应发射的 α 粒子数, $\Delta\Omega$ 是NaI(Tl)探测器对靶所张立体角, NaI(Tl)探测器的绝对效率为

$$\varepsilon(E_\gamma) = \frac{N_\gamma \Gamma_\alpha}{N_\alpha \Gamma_\gamma} \frac{\int_{\Delta\Omega_\alpha} W_\alpha(\theta) d\Omega_\alpha}{\int_{\Delta\Omega_\gamma} W_\gamma(\theta) d\Omega_\gamma} \quad (1)$$

23.8 MeV γ 射线的效率可以通过角分布直接计算法获得, 该能量点的 γ 射线的效率与其它能量点的效率关系式如下^[3]

$$\varepsilon_\gamma(23.84) = \frac{Y_{\text{Bp}\gamma} \Gamma_{\text{Bp}\alpha}}{Y_{\text{Bp}\alpha} \Gamma_{\text{Bp}\gamma}} \varepsilon_\alpha(E_\alpha) \times \frac{\int_{\Delta\Omega_\gamma} [W_\gamma(\theta) A(\theta)]_{\text{dd}\gamma} d\Omega}{\int_{\Delta\Omega_\gamma} [W_\gamma(\theta) A(\theta)]_{\text{Bp}\gamma} d\Omega} \quad (2)$$

这里, $W_\gamma(\theta)$ 是 γ 射线的归一化角分布表达式, $Y_{\text{Bp}\gamma}$ 是反应发射的某条 γ 射线产额。 $\text{dd}\gamma$ 和 $\text{Bp}\gamma$ 分别代表 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 反应和 $^{11}\text{B}(\text{p},\gamma)^{12}\text{C}$ 反应。这种方法存在一个问题, $[W_\gamma(\theta) A(\theta)]_{\text{dd}\gamma}$ 是随能量变化的未知量, 必须采用实验方法获得, 有时可以假定认为各向同性分布来处理, 这样会给计算带来比较大的误差。所以用此种方法计算23.8 MeV的效率存在一定困难。

另外, 23.8 MeV γ 射线的效率还可以通过实验刻度的低能量点 γ 射线的效率与蒙特卡罗计算相结合的方法给出。随着计算机的快速发展, 人们开始用模拟计算的方法确定探测器的效率, 这种方法已经日趋成熟可靠, 从而得到广泛的采用。目前最常用的蒙特卡罗程序有MCNP^[4]和Geant4^[5], 但由于受到实验条件的制约, 蒙特卡罗模拟不可能精确描述出与之相对应的实际情况, 所以模拟计算的结果与实验测量值有所偏差, 因此一般采用实验与模拟相结合的方法, 即用实验数据校准模拟结果, 然后推算到实验不易测量能区的数据。这种方法相对来说比较可靠^[6]。

3 对NaI探测器的效率刻度

我们采用实验与蒙特卡罗模拟相结合的方法对NaI(Tl)进行效率刻度, 首先用蒙特卡罗程序MCNP-4C模拟计算NaI(Tl)的效率曲线, 再用实验结果对模拟数据进行校正, 推算出NaI(Tl)探测器对23.8 MeV γ 射线的探测效率^[7]。本次实验数据采

用 $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应产生的6.13 MeV γ 射线进行效率刻度, 此反应的共振能量为340.46 keV^[8]。

3.1 实验测量

开展低能区 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 熔合反应截面的测量工作, 困难比较多, 要解决的问题也比较多。低能区 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 熔合反应截面很小, 在入射氘核能量为几百 keV 时, 截面为 nb 量级, 在几十 keV 时, 为 pb 量级, 这给实验测量带来诸多困难。

到目前为止, 所有测量 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 反应产生的 γ 射线所用探测器均为NaI(Tl)探测器, 有的用NaI(Tl)对谱仪, 有的用带反康的NaI(Tl)谱仪。对谱仪由一个中心NaI(Tl)探测器和两个半环形NaI(Tl)边探测器组成, 对谱仪的特点是高能 γ 射线所产生的双逃逸光子—两个511 keV γ 射线同时被两个边探测器探测到, 再和中心探测器信号符合, 给出所需信号。如果增大中心探测器尺寸, 511 keV的光子逃逸出的几率将随着中心探测器尺寸增大而迅速减小, 从而影响整套谱仪的探测效率。而低能 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 反应截面很小, 小尺寸的探测器探测效率低, 要达到好的统计结果, 需要长时间进行实验测量。综合衡量各种因素, 我们选择使用大的NaI(Tl)_Plastic反康谱仪, 以提高探测效率, 即把NaI(Tl)探测器作为中心探测器, 在其周围放置塑料闪烁体(Plastic), 使用反符合方法, 当两者都有信号输出时, 说明NaI(Tl)探测的事件是康普顿散射或宇宙线事件, 这时NaI(Tl)输出的不是所需信号, 即拒绝。为减小中子本底, 在NaI(Tl)_Plastic反康谱仪前表面放置40 cm厚的按重量比1:1混合的碳酸锂和石蜡的混合石蜡, 以慢化中子, 并在混合石蜡后放置镉片, 用以吸收经石蜡慢化的中子, 减少直接打到NaI(Tl)探测器的中子数量。MCNP-4C计算结果表明, 中子经40 cm厚的碳酸锂石蜡慢化吸收后穿出石蜡的几率为 1.97×10^{-4} , 再经过镉片和NaI(Tl)前表面的10 cm厚的塑料闪烁体后, 剩下的几率降为 2.74×10^{-5} 。

本实验在中国原子能科学研究院核数据重点实验室的高压倍加器脉冲束系统上进行。关于选取直流束还是脉冲束的问题, 我们考虑如下: 在线实验中本底与束流强度的平方成正比, 效应与流强成正比。直流束的束流强, 单位时间内 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 反应产生的高能 γ 射线数量多, 可以缩短束流使用时间, 但直流束的本底大且不易扣除。脉冲束的流强相对于直流束要小, 实验时间长, 但本底也小, 且中子本底和宇宙线本底易于扣除。因此本次实验选择使用脉冲束流。

NaI(Tl)_Plastic反康谱仪屏蔽体的示意图和该实

验装置安排示意图分别见图1和2。实验用薄的 CaF_2 靶，质量厚度 $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ，采用薄靶是为了减小对 α 粒子的屏蔽效应。入射质子能量为340.46 keV，实验用晶体尺寸为 $\Phi 24 \text{ cm} \times 24 \text{ cm}$ 的NaI(Tl)探测器测量 $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应发射的6.13 MeV的 γ 射线。塑料闪烁体反康环的内径为25 cm，厚10 cm，长50 cm。为提高反康效率，在NaI(Tl)探测器前表面再放置一个反康用的直径45 cm，厚10 cm的饼形塑料闪烁体。环形塑料闪烁体和饼形塑料闪烁体都各配置四个光电倍增管。NaI(Tl)-Plastic反康谱仪外围包裹着10 cm厚的铅环，铅环外面为40 cm厚的含碳酸锂石蜡屏蔽体，可以有效地慢化中子。谱仪前端的屏蔽体厚40 cm，中心部分是铁锥体，铁锥外圈填满含碳酸锂石蜡，铁锥中心开直径为20 cm的圆孔，孔内从外到内依次放置内径从6到10 cm的铅环，在铅环孔内填满含碳酸锂石蜡。NaI(Tl)探测器前表面距 CaF_2 靶的距离是57.5 cm。 α 谱由位于135°角处，距离 CaF_2 靶910 mm的金硅面垒探测器记录。

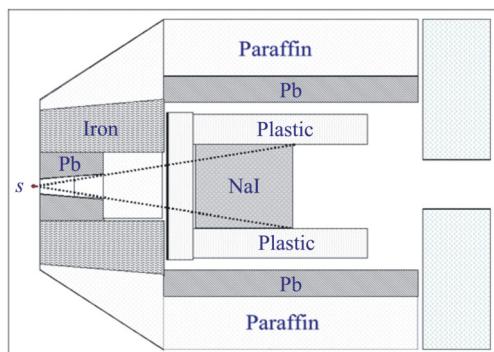


图1 (在线彩图) NaI及屏蔽体示意图

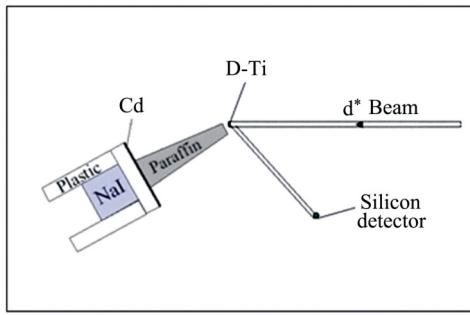


图2 (在线彩图) $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 实验装置安排示意图

金硅面垒探测器前面有准直孔，并放置 $2 \mu\text{m}$ 厚的铝箔，以防止低能 α 粒子和散射质子进入。金硅面垒探测器表面放有一个铜片，直径为3.207 mm的准直孔位于铜片中心，作用是和半导体斜靶管内的准直孔配合，

防止散射的质子进入半导体探测器，另一个作用是限制打到金硅面垒探测器上的质子数量，避免两个质子同时进入而产生叠加信号。

3.2 电子学线路

图3为实验所采用的电子学线路图。从与NaI(Tl)探测器匹配的光电倍增管的打拿极和阳极分别输出能量和时间两个信号。能量信号为正信号，经过主放大器ORTEC 572放大，放大倍数20倍，成形时间2 μs 。时间路信号为快的负信号，经定时滤波放大器放大后，进入恒比定时甄别器，其输出分为几路，一路和Plastic的输出信号符合，作为反康(反符合)信号，给出反符合时间谱；另一路用其后面板的+5 V信号给能量信号开门，以减少进入模数转换器ADC的放大器电子学噪声信号。实验中NaI(Tl)探测器的能量阈值由时间路的恒比定时甄别器调节确定。

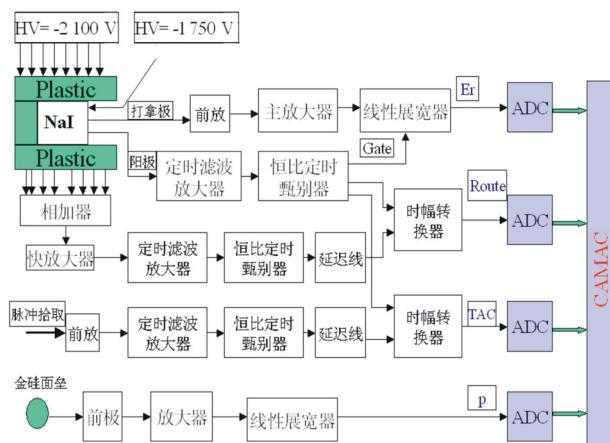


图3 (在线彩图) 实验电子学线路图

塑料闪烁体与八个光电倍增管耦合。用相加器将八路信号混合，经快放大器放大后送入定时滤波放大器，再送入恒比定时甄别器。NaI(Tl)探测器的反康和宇宙线拒绝信号的下阈值由此恒比定时甄别器设定。实验中，此阈值设为2 MeV，整个探测系统实际只有部分反康功能，这样可以使NaI(Tl)探测器的单、双逃逸峰不被拒绝。反康环同时具有拒绝宇宙线功能，因为宇宙线在Plastic中的能量沉积信号幅度基本上是大于2 MeV的。阈值设在2 MeV的另一个原因是，能量在20 MeV以上的 γ 射线在NaI(Tl)晶体中发生的电子对效应比康普顿效应大一个量级，康普顿散射所占比例少，而光子的全能峰、单逃逸峰和双逃逸峰都是我们要记录的，不能被其拒绝。这是我们的实验与以往实验设计的不同之处。

3.3 实验结果

效率刻度的实验条件与 $D(d,\gamma)^4\text{He}$ 反应的实验条件相同。为了更好地验证蒙特卡罗模拟的可信度, 在实验中分别测量了两种情况下的数据, 一种是在探测器前端的铅环准直孔内放置石蜡, 另一种情况为移除石蜡。NaI(Tl)探测器的扣除本底的 γ 谱如图 4, 5 所示。实验结果见表 1。测量无石蜡吸收时, 把石蜡移走, 其余条件不变。对 $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应, α 和 γ 是等产额的。

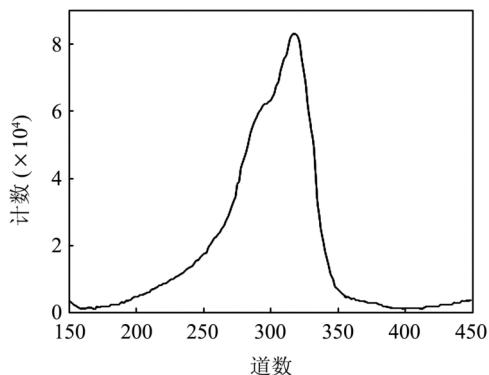


图 4 $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应 6.13 MeV 扣除本底的 γ 谱, 有石蜡吸收

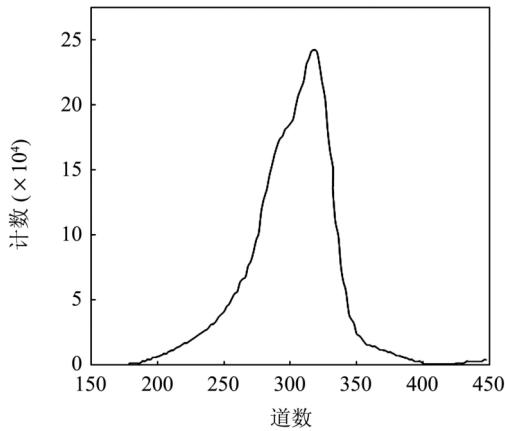


图 5 $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应 6.13 MeV 扣除本底的 γ 谱, 无石蜡吸收

NaI(Tl) 的探测效率按如下方法计算: 金硅面垒探测器光栏半径 r 为 1.60 mm, 与 CaF_2 靶之间距离为 910 mm, 对靶所张立体角为

$$d\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} = \frac{\pi \times 1.60^2}{910^2} = \pi \times 3.105 \times 10^{-6}。 \quad (3)$$

测量的 α 计数为 n_α , 则 4π 方向的 α 计数为 N_α

$$N_\alpha = \frac{4\pi \times n_\alpha}{\left(\frac{\pi r^2}{d^2}\right)} = \frac{4\pi n_\alpha}{d\Omega} \quad (4)$$

所测得的 γ 射线数目为 N_γ , 则 NaI(Tl) 探测器对 6.13 MeV 的 γ 射线探测效率 ε 为

$$\varepsilon(6.13) = \frac{N_\gamma}{N_\alpha} = \frac{N_\gamma \times d\Omega}{4\pi \times n_\alpha}。 \quad (5)$$

把各量代入可得探测效率 $\varepsilon(6.13)$, 实验结果见表 1。

表 1 NaI(Tl) 对 6.13 MeV γ 射线的探测效率和对 40 cm 石蜡的穿透系数

反应	石蜡	N_γ	n_α	ε	穿透率
$p + ^{19}\text{F}$	有	5.290×10^6	1816	0.00225	41.8%
	无	1.513×10^7	2173	0.00514	

4 蒙特卡罗计算的结果及校正

用 MCNP-4C 程序计算的 NaI(Tl) 对有、无 40 cm 厚碳酸锂石蜡吸收的效率曲线, 如图 6 所示。

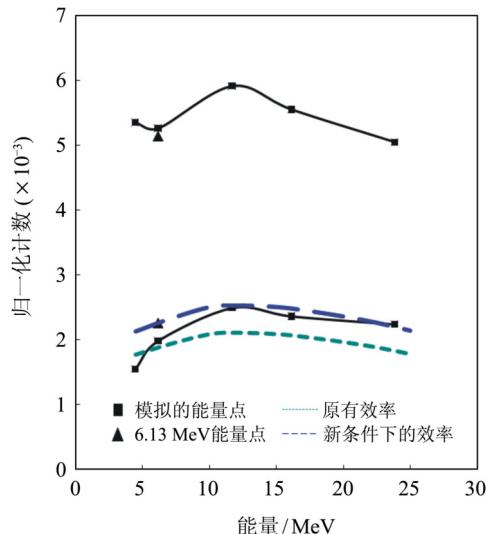


图 6 (在线彩图) MCNP 计算的有、无 40 cm 厚碳酸锂石蜡吸收层的效率曲线

图 6 中最上面位置的实线是 MCNP 计算的无 40 cm 厚碳酸锂石蜡吸收的效率曲线, 下边的一条实线是 MCNP 计算的有石蜡吸收的效率曲线, 图中上下两个三角点分别为实验测量的在无石蜡吸收和有石蜡吸收条件下 NaI(Tl) 探测器对 6.13 MeV γ 射线的探测效率。最下面的虚线是之前实验刻度的此 NaI(Tl) 探测器在有石蜡吸收条件下的效率曲线。由于 6.13 MeV γ 射线效率是由 $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应产生的单一的 γ 和 α 射线得到的, 故应用该点进行效率的刻度及校正。在校正到本次实验条件后, 将之前刻度的效率曲线向上平移 20%, 转化为本次条件下的效率曲线即为图中下部上边的虚

线, 该曲线的高能部分几乎与蒙特卡罗模拟计算的曲线重合, 而且该曲线低能部分的效率经过了实验测量的 6.13 MeV 能点。可见在 20% 的精度内, 实验测量点和蒙特卡罗模拟点效率值大部分相符合。在 23.8 MeV 能量点, 蒙特卡罗模拟的效率值为 2.24×10^{-3} , 实验刻度效率值为 2.23×10^{-3} 。我们在 23.8 MeV 所采用的效率值是由实验测量的效率曲线依据新条件校正后给出的, MCNP 模拟结果与实验值基本吻合。通过蒙特卡罗计算与实验相结合的方法给出效率曲线, 使结果的可信度进一步增强, 该方法对我们确定不易测量能区 γ 射线效率具有重要的参考价值。

蒙特卡罗模拟曲线和实验刻度曲线在低能段存在差异的可能原因有以下三点: 其一是实验中数据处理时对低能端本底扣除过少, 真计数偏多, 导致探测效率偏高; 其二是对铅准直孔内的石蜡吸收层厚度测量存在偏差, 相比高能 γ 射线而言, 石蜡对低能 γ 射线影响较大, 可能测量厚度比实际厚度高, 导致蒙卡模拟结果偏小; 其三是我们的实验创新地采用了包括单双逃逸峰在内的效率刻度方法, 有效地提高了探测效率。

5 误差分析

一般说来, 在较理想的情况下, 使用实验与计算相结合的方法确定 NaI(Tl) 探测器对 23.8 MeV γ 射线的效率误差能控制在 15% 左右。我们所使用的 NaI(Tl) 探测器在 23.8 MeV 能量点的效率刻度误差主要来源于以下几个方面。

(1) 确定 $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应能谱中 6.13 MeV γ 射线的计数时, 因为 NaI(Tl) 探测器能量分辨率较差, 峰位展宽较大导致峰计数不纯净, 扣本底时候产生较大误差, 加之测量系统误差, 统计误差等共会带来 7% 左右的误差。

(2) $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应产生的 1.85 MeV α 粒子在实验室系中有微弱的角分布, 我们在计算中是假定各项同性的; α 粒子是从 ^{20}Ne 的激发态发射的, 需要进行质心运动修正和管道壁、光栏对 α 粒子的散射修正, 我们在计算时忽略了此项。影响 γ 射线效率的因素包括 6.13 MeV γ 射线电子对效应; 共振时 7.12 MeV 和 6.92 MeV γ 射线对 6.13 MeV γ 射线的影响; γ 射线角分布误差等。以上各因素对误差贡献大约为 6%。

(3) NaI(Tl) 和反康环的偶然符合率为 $n_{\text{rc}} = 2\tau \times n_{\text{环}} \times n_{\text{NaI}}$, 偶然符合和 NaI 计数率之比为 $n_{\text{rc}}/n_{\text{NaI}} = 2\tau \times n_{\text{环}}$ 。 τ 为 NaI 晶体的响应时间, 为 $0.4 \sim 0.5 \mu\text{s}$, $n_{\text{环}}$ 和 n_{NaI} 分别为 Plastic 环和 NaI(Tl) 的计数率。所以信号被反康环拒绝的比例随 NaI(Tl) 也即反康环的计

数率的增加而增加, 当 $n_{\text{NaI}} = n_{\text{环}} = 1 \times 10^5$ 时, 比值为 10%, 当为 2×10^5 时, 有 20% 的 NaI 信号被拒绝, 会造成结果偏小(本底信号数量随能量减小近似以指数增加)。我们实验中发现 NaI(Tl) 的计数率阈值完全放开时可达 1.5×10^5 , 即有 15% 的信号丢失。在提高 Plastic 反康环阈值的情况下, 计数率为 10^2 数量级, 偶然符合误差降为 0.01%。

(4) 由 6.13 MeV 能量点刻度 23.8 MeV 峰位时存在 3%~5% 的漂移。

(5) MCNP-4C 模拟计算的 NaI(Tl) 探测器对 23.8 MeV γ 射线探测效率误差为 3%。

为了减小误差, 应尽量使我们的 NaI(Tl) 探测器维持在比较好的工作状态下, 这样对 23.8 MeV 的 γ 射线能量分辨率能达到 5% 左右。同时可以采用 MCNP 计算结果与实验测量结果反复校正, 提高 α 粒子精度和 γ 射线计数精度等措施来减小误差。

6 结论

采用实验与蒙特卡罗模拟计算相结合的方法, 根据实验测得的 $^{9}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ 反应发射的 6.13 MeV 的 γ 射线探测效率推算出该 NaI(Tl) 探测器对 23.8 MeV γ 射线的探测效率为 $(2.23 \pm 0.34)\%$ 。该方法对我们确定不易测量能区 γ 射线效率具有重要的参考价值。通过分析误差来源, 找到减小误差的办法。该效率刻度为使用 NaI(Tl) 探测器研究 $\text{D}(\text{d},\gamma)^4\text{He}$ 反应高能 γ 射线产额实验提供了可靠的效率参数。

参考文献:

- [1] ZURMUHLE R W, STEPHENS W E, STAUB H H. Physical Review, 1963, **132**(2): 751.
- [2] WELLER H R, COLBY P, LANGENBRUNNER J, et al. Physical Review C, 1986, **34**(1): 32.
- [3] WILKINSON F J III, CECIL F E. Physical Review C, 1985, **31**(6): 2036.
- [4] LIU Yang. Research for the Shielding Effect of the Experiment Hall of High Voltage Multiplier and Background[D]. Lanzhou: Lanzhou University, 2011: 14. (in Chinese)
(刘洋. 高压倍加器实验厅屏蔽效果及本底研究[D]. 兰州大学, 2011: 4).
- [5] AGOSTINELIAE S, ALLISONAS J, AMAKOE K, et al. Nucl Instr and Meth A. 2003, **506**: 250.
- [6] CECIL F E, WILKINSON F J III, RISTINEN R A, et al. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 1985, **234**: 479.
- [7] WU Xiangyu, ZHU Di, GE Liangquan, et al. Nuclear Electronics & Detection Technology, 2009, **29**(1): 207. (in Chinese)

- (吴祥余, 朱迪, 葛良全, 等. 核电子学与探测技术, 2009, **29**(1): 207.)
- [8] DING Shengyao, LI Yubing, YE Zongyuan, *et al.* Atomic Energy Science and Technology, 1992, **26**(6): 9. (in Chinese)
(丁声耀, 李宇兵, 叶宗垣, 等. 原子能科学技术, 1992, **26**(6): 9.)

Efficiency Calibration Method of NaI(Tl) Detector in 23.8 MeV for γ -Ray

SU Xiaobin^{a,1)}, LIU Yang^b, HOU Long^a, WANG Zhaohui^a, WANG Qi^a

(*a Science and Technology on Nuclear Data Laboratory, b Reactor Physics Laboratory, China Institute of Atomic Energy. Beijing 102413, China*)

Abstract: In the study of D(d, γ)⁴He radiative capture reactions research, which is very important for fusion and astrophysics, the efficiency calibration of the detector is necessary. Due to the restriction on energy of the standard γ source, the efficiency calibration of high-energy γ -rays can not be calibrated by a standard source. In this paper, the method combining the experimental measurements and calculations for the efficiency calibrations of high energy γ rays is given in the experiment of 6.13 MeV γ rays efficiency calibration using NaI(Tl) detector, the efficiency curve of which is calculated by MCNP-4C and corrected experimentally. The efficiency includes the total energy peak, single escape and double escape peaks. In this case, the detection efficiency of 23.8 MeV γ ray is obtained as (2.23 \pm 0.34)%, The method provides a reference to high energy γ ray efficiency calibration.

Key words: NaI(Tl) Detctor; energy; γ -ray; calibration of efficiency; MCNP-4C

Received date: 28 Jan. 2015; Revised date: 13 Mar. 2015

Foundation item: Special Foundation for Nuclear Data of China National Nuclear Corporation (4160303)

1) E-mail: su_bin_2001@163.com.