

钍俘获反应率离线伽马测量方法*

羊奕伟^{1)2)3)†} 刘荣²⁾ 严小松²⁾

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

3) (清华大学粒子技术与辐射成像教育部重点实验室, 北京 100084)

(2012年1月12日收到; 2012年9月10日收到修改稿)

为了测定聚变-裂变反应堆模型钍包层中的钍俘获率以及钍-铀转化率, 探索了一种新的钍活化离线 γ 测量法. 利用测量 ^{232}Th 俘获反应产物 ^{233}Th 衰变链中 ^{233}Pa 衰变放出的311.98 keV特征 γ 射线, 来反推计算并最终确定 $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ 的反应率, 测试实验中不确定度约6% ($^{233}\text{Th}/^{232}\text{Th}$ 量级为 10^{-17} 情况下). 详细介绍了此方法的背景和原理方法, 并进行简单的校验实验, 证明其能够较好地得到模拟装置中的俘获率. 与瞬发 γ 测量法以及质谱分析法进行对比, 本方法更适合用于聚变-裂变反应堆模型钍包层中的钍俘获率以及钍-铀转化率测量, 并有望进一步测量其他相关参数.

关键词: 钍, 俘获率, 离线测量

PACS: 28.20.Np, 25.40.Dn

DOI: 10.7498/aps.62.032801

1 引言

在新的核能利用研究中, 钍-铀循环因其巨大的原料储量和较高的燃料增值率, 越来越受到重视. 2002年, IAEA启动了旨在钍数据研究的CRP计划(Coordinated Research Project), 大大改观了钍数据不足的情况^[1]. 但是基于ITER的聚变-裂变混合堆中, 钍包层的钍-铀循环中各种核反应的反应率仍然没有一个确切的测量数据, 几乎所有的数据都来源于模拟计算, 没有实验数据. 本文将聚焦于一种聚变-裂变混合堆中钍的核反应率的活化离线测量法ATDOM(activated thorium sample decay γ -ray off-line measurement), 以获取真实准确的实验数据.

在聚变-裂变混合堆中, 钍-铀循环的一个基本原理是: 利用聚变反应生成的中子, 与钍包层中的 ^{232}Th 发生俘获反应, 生成 ^{233}Th , 再经过两次衰变最终生成可用作裂变反应堆燃料的 ^{233}U . 过程如图1所示.

其中, ^{232}Th 俘获中子生成 ^{233}Th 的反应率是整

个反应链中的重点, 在聚变-裂变反应堆中, 我们希望可以精确地测得每个聚变中子可发生俘获反应的次数, 即生成 ^{233}Th 的反应率.

对于钍俘获率的测量, 比较成熟的方法是瞬发 γ 测量, 此方法在钍核反应截面测量上已经非常成熟. 瞬发法在钍样品周围放置了大量 γ 探测器, 利用探测中子俘获反应时的瞬发 γ 射线来测量俘获反应率^[3]. 瞬发方法属于在线测量, 优点是精度高, 技术成熟, 但是对本底 γ 射线的屏蔽要求很高, 而且不适用于模拟装置内测量. 因为在模拟装置中, 我们要测某一点的钍的核反应率, 如果引入大量的探测器和屏蔽结构, 会显著改变模拟装置本身的结构. 而几乎所有的在线测量方法都将对模拟装置结构产生影响, 因此可采用离线测量的办法, 即将模拟装置中放置的钍样品在照射活化后取出, 离线测量其中各元素的量, 从而计算出反应率.

元素的量测定可用的包括质谱分析法和衰变 γ 测量法等, 由于质谱法装置复杂, 测量精度不高等原因, 本文着重对钍的衰变 γ 测量法进行了探索和研究.

* 国家磁约束聚变能源研究专项(批准号: 2010GB111002)和国家自然科学基金(批准号: 91226104)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: winfield1920@126.com

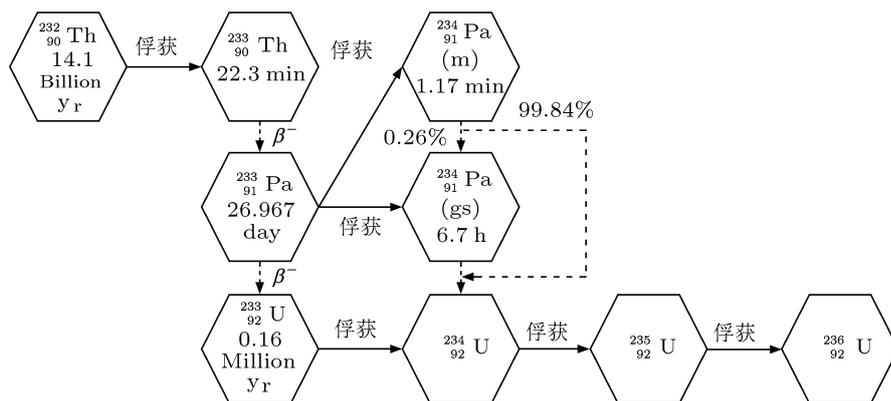
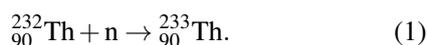


图1 钍-铀循环示意图^[2]

2 钍衰变 γ 测量法原理

2.1 俘获反应过程

钍在自然界中几乎 100%按照 ^{232}Th 的形式存在, 其他同位素含量很小可以忽略. 钍与中子发生俘获反应时, 有



如图 1 所示, ^{233}Th 半衰期为 22.3 min, 衰变产物 ^{233}Pa ; ^{232}Pa 半衰期为 26.967 天, 衰变产物 ^{233}U ; ^{233}U 的半衰期为 16 万年, 为较稳定核素, 是裂变反应堆的一种极好的燃料. 钍-铀循环的基本过程就是如此, 我们要测量总的俘获反应数, 即 ^{232}Th 俘获中子生成 ^{233}Th 的量.

2.2 衰变情况

衰变 γ 测量法就是通过测量 ^{233}Th 衰变链中放

出的 γ 射线的情况来反解出 ^{233}Th 的量. 最直接的办法是测量 ^{233}Th 的衰变情况, 可以直接得到 ^{233}Th 的量. 但是资料和实验都证明, 由于 ^{233}Th 半衰期较短 (22.3 min), 而中子照射时间较长 (通常几个小时或更久), 所以在中子照射过程中, ^{233}Th 已经大量衰变, 则导致离线测量得到的数据误差极大. 同时, ^{233}Th 的衰变 γ 谱没有明显的特征峰, 难以通过测量衰变特征峰的办法测得 ^{233}Th 的量. 因此只能通过测量衰变链中的其他物质的量来反推 ^{233}Th 的量.

俘获生成的 ^{233}Th 消失的渠道有多种, 但俘获反应、裂变反应等发生的概率极低, 可以忽略, 即认为其只通过 β -衰变减少. 这样, 只要知道 ^{233}Pa 的量, 就可以反推出 ^{233}Th 的量, 从而得到相应的钍总俘获反应情况. ^{233}Pa 的半衰期为 26.967 天, 其衰变过程中放出的主要的 γ 射线能量和百分比如表 1 所示.

表 1 ^{233}Pa 衰变放出的主要 γ 射线能量和百分比^[4,5]

能量 /keV	86.81	94.05	98.43	300.34	311.98	340.81
百分比 /%	1.97	10.86	17.6	6.62	38.6	4.47

^{233}Pa 衰变放出的 γ 射线中, 311.98 keV 的 γ 射线比例最大, 且能量适中便于测量, 因此选用了测量此特征 γ 射线的方法来获取 ^{233}Pa 的量.

2.3 计算方法

我们假设样品中 ^{232}Th 的原子个数为 N_0 , 未照射前 ^{233}Th , ^{233}Pa , ^{233}U 的量都为 0. 中子源强度与时间的关系为 $S(t)$ (s^{-1}), 照射时间为 t_0 到 t_1 , 离

线测量时间为 t_2 到 t_3 . 由于源强监测是按照 10 s 为周期积分计数, 所以在 10 s 周期内源强被认为不变. 则

$$S(t) = \begin{cases} 0, & t < t'_0 \text{ 或 } t > t_1 \\ S_i, & t \text{ 处于第 } i \text{ 个 } 10 \text{ s 周期.} \end{cases} \quad (2)$$

由于俘获率只与钍样品的情况以及中子源能量谱有关, 与中子源强度无关, 因此可以认为在整

个实验过程中俘获率不变, 表示为 R (n^{-1} , 每个源中子). 每个周期生成的 ^{233}Th 衰变是独立的, 所以可将每个周期看成独立的个体. 第 i 个周期内任意时刻, ^{233}Th 的量都满足等式

$$\frac{d}{dt}N_{\text{Ti}}(t) = S_i R - \lambda_{\text{T}} N_{\text{Ti}}(t), \quad (3)$$

其中 t 表示周期内时刻, 范围为 $0-10$ s, $N_{\text{Ti}}(t)$ 表 t 时刻的 ^{233}Th 的量, λ_{T} 表示 ^{233}Th 的衰变常数. 对 (3) 式积分求解, 并考虑在单独周期内 $t = 0$ 时刻 ^{233}Th 的量为 0, 则可解得到:

$$N_{\text{Ti}}(t) = \frac{S_i R}{\lambda_{\text{T}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{T}} t}). \quad (4)$$

在第 i 个周期末, 带入 $t = 10$, 得到每个独立周期末的 ^{233}Th 的量为

$$N_{\text{Ti}} = \frac{S_i R}{\lambda_{\text{T}}} (1 - e^{-10\lambda_{\text{T}}}). \quad (5)$$

由于每个监测周期生成的 ^{233}Th 衰变是独立的, 将 t_0 设为零时刻, 到离线 γ 测量开始时 (t_2 时刻), 第 i 个监测周期末的 ^{233}Th 衰变之后剩余量为

$$N_{\text{T2i}} = \frac{S_i R}{\lambda_{\text{T}}} (1 - e^{-10\lambda_{\text{T}}}) e^{-\lambda_{\text{T}}(t_2 - 10i)}, \quad (6)$$

同样地, 对于 ^{233}Pa , 周期内任意时刻满足等式

$$\frac{d}{dt}N_{\text{Pi}}(t) = \lambda_{\text{T}} N_{\text{Ti}}(t) - \lambda_{\text{P}} N_{\text{Pi}}(t), \quad (7)$$

其中 $N_{\text{Pi}}(t)$ 表示 t 时刻 ^{233}Pa 的量, λ_{P} 为 ^{233}Pa 的衰变常数. 把 (4) 式带入 (7) 式, 并求解, 考虑 0 时刻 ^{233}Pa 的量为 0, 有

$$N_{\text{Pi}}(t) = \frac{S_i R}{\lambda_{\text{P}}} (1 - e^{-\lambda_{\text{P}} t}) + \frac{S_i R}{\lambda_{\text{P}} - \lambda_{\text{T}}} (e^{-\lambda_{\text{P}} t} - e^{-\lambda_{\text{T}} t}), \quad (8)$$

则在衰变 γ 测量开始时刻 (t_2), 第 i 个周期内的 ^{233}Pa 的剩余量为

$$N_{\text{P2i}} = \frac{S_i R (1 - e^{-10\lambda_{\text{T}}})}{\lambda_{\text{P}} - \lambda_{\text{T}}} e^{-\lambda_{\text{T}}(t_2 - 10i)} + \left[\frac{S_i R}{\lambda_{\text{P}}} (1 - e^{-10\lambda_{\text{P}}}) + \frac{S_i R}{\lambda_{\text{P}} - \lambda_{\text{T}}} (e^{-10\lambda_{\text{P}}} - 1) \right] e^{-\lambda_{\text{P}}(t_2 - 10i)}. \quad (9)$$

将 R 单独提出, 得到:

$$N_{\text{P2i}} = C_i R, \quad (10)$$

其中

$$C_i = \frac{S_i (1 - e^{-10\lambda_{\text{T}}})}{\lambda_{\text{P}} - \lambda_{\text{T}}} e^{-\lambda_{\text{T}}(t_2 - 10i)} + \left[\frac{S_i}{\lambda_{\text{P}}} (1 - e^{-10\lambda_{\text{P}}}) \right]$$

$$+ \frac{S_i}{\lambda_{\text{P}} - \lambda_{\text{T}}} (e^{-10\lambda_{\text{P}}} - 1) \left] e^{-\lambda_{\text{P}}(t_2 - 10i)}. \quad (11)$$

假设中子照射总共进行了 k 个周期, 即照射时间为 $10k$, 则衰变 γ 测量开始时, 所有的周期累计的 ^{233}Pa 的量为

$$N_{\text{P2}} = R \sum_{i=1}^k C_i. \quad (12)$$

由于离线 γ 测量开始时刻 (t_2) 与照射停止时刻 (t_1) 之间时间间隔通常较长, 超过 10 个 ^{233}Th 的半衰期 ($10 \times 22.3 = 223$ min), 可以认为 ^{233}Th 已经衰变耗尽, 即 t_2 时刻的 ^{233}Th 的量 $N_{\text{T2}} = 0$. 则从此刻起, ^{233}Pa 通过 ^{233}Th 衰变而带来的增加可以忽略, 而只通过自身衰变减少.

则在离线 γ 测量中, 可以测得的 311.98 keV γ 射线的数量为

$$N_{\gamma} = N_{\text{P2}} (1 - e^{-\lambda_{\text{P}}(t_3 - t_2)}) r_{311.98} \alpha_{\text{s}} \varepsilon, \quad (13)$$

$r_{311.98}$ 表示一次衰变发射 311.98 keV γ 射线的概率, 这里 $r_{311.98} = 38.6\%$; α_{s} 为样品对于 311.98 keV γ 射线的自吸收因子, 代表射线从样品中出射的概率; ε 为探测效率, 即从样品表面出射的 311.98 keV γ 射线被探测到的概率.

把 (12) 式带入 (13) 式并移项, 最终可以得到俘获率的计算公式为

$$R = \frac{N_{\gamma}}{(1 - e^{-\lambda_{\text{P}}(t_3 - t_2)}) r_{311.98} \alpha_{\text{s}} \varepsilon \sum_{i=1}^k C_i}. \quad (14)$$

由于 (14) 式右边的所有参数都可以通过实验或者查阅数据得到, 因此通过 (14) 式可以计算得到模拟装置中钚样品的俘获率 R . 再归一到钚样品的量, 我们就可以得到在模拟装置中特定位置, 每个中子引发的每单位量钚俘获反应次数, 即单位中子单位钚的俘获率情况.

2.4 不确定度分析

根据上述公式, 考虑其他参考数据误差不可改变, 因此不确定度主要来自于以下几个方面:

- 1) 中子监测 S_i 不确定度, 取决于监测技术精度;
- 2) 钚样品定量不确定度, 取决于定量设备精度;
- 3) γ 射线计数 N_{γ} 统计误差, 取决于测量计数大小;
- 4) 自吸收因子 α_{s} 测量不确定度, 取决于测量方法和测量设备;
- 5) 探测效率 ε 不确定度, 取决于测量方法与设备.

3 实验

3.1 实验装置

为了验证活化离线 γ 法测量钍俘获率的可行性,我们建立了一套简单的模拟装置.如图2所示.验证试验装置为内外半径分别为8 cm和23 cm的聚乙烯球,径向对称位置开有两个 $\Phi 44$ mm的圆柱形通道.照射中子源采用加速器D-T中子源K-400(中国工程物理研究院核物理与化学研究所,中子能量14.1 keV^[6,7]),靶管由左侧通道伸入聚乙烯球内,靶片处于球心位置.钍样品采用ThO₂粉末(纯度99.5%,湖南有色金属研究所,中国),封装在有机玻璃圆形盒中(盒密度1.2 g/cm³,直径1.9 cm,厚度2 mm).9片钍样品分布在右侧通道内的不同位置,以验证不同情况下离线方法的可行性.

装置搭建完成后中子源启动,源强 S_i 监测使用伴随 α 粒子法,如图3所示(不确定度2.5%)^[6],照射时间约5 h,精确时间 t_0, t_1 由测量分时系统自动记录以用于计算俘获率.

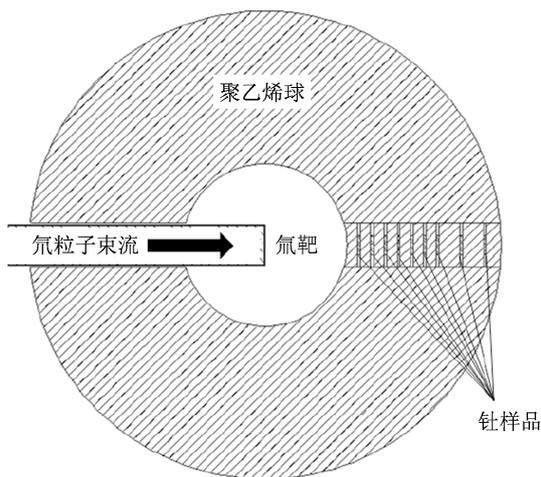


图2 验证实验装置截面示意图

3.2 样品能谱测量

在中子照射开始前,对9片钍样品进行了本底 γ 能谱测量,样品1的结果如图4(a)所示.实验使用ORTEC提供的高纯锗 γ 射线测量系统GEM60P.

照射结束后,对样品进行了搁置“冷却”处理,大约10 h,以达到如2.3中所分析:衰变 γ 测量开始时(t_2 时刻),俘获反应生成的²³³Th全部衰变为²³³Pa,而同时²³³Pa的量未因衰变而明显减少.再次对样品进行能谱测量,样品1的结果如图4(b)所示.

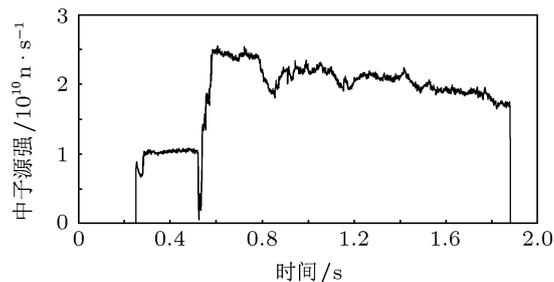


图3 中子源强度 S_i 随时间变化情况

对比图4(a)与(b),可见所选311.98 keV特征峰清晰而且峰值较大,可以用于确定311.98 keV γ 射线的量 N_γ .对于9片样品,我们分别测量和记录了其衰变 γ 能谱,得到了相应的 N_γ ,以及测量时刻 t_2, t_3 .

3.3 其他参数测定

根据(14)式及相关推导过程,为得到俘获率结果,对以下参数进行了确定.

自吸收因子 α_s ,标准的自吸收因子测量应采用不同厚度样品多次测量最终拟合出自吸收曲线,最后得到实验样品的自吸收因子 α_s ^[8].但是由于本实验中钍样品为粉末状,难以测量不同厚度的自吸收因子,因此采用了自吸收最小的办法.即在测量时将样品中的氧化钍粉末展开,厚度极小,此时自吸收可以忽略,即 $\alpha_s = 100\%$.忽略导致的误差按其最大值1%累计到 N_γ 上.之后的进一步实验中,需要对样品的自吸收进行精确的测量.

探测效率 ϵ ,实验中,使用标准点源对离探测器中心不同距离点处的探测效率进行了标定,之后积分计算出实验所用面样品的总探测效率.经测定,所用GEM60P γ 探测系统对于样品表面发出311.98 keV γ 射线的探测效率为13.0%(不确定度1.5%).

钍样品的量 N_s ,使用电子天平对样品进行了精确称重,不确定度控制在0.1%以下.

3.4 实验结果及模拟对比

通过上述实验及参考数据,我们得到了(14)式中计算俘获率的所有参数,将其带入(14)式中,就可以分别算得不同样品的俘获率及相应不确定度,其值如图5所示.9个样品的俘获率实验值随着与聚乙烯球心的距离增加而呈线性下降的趋势.通过不确定度传递,俘获率的实验相对不确定度约6%.

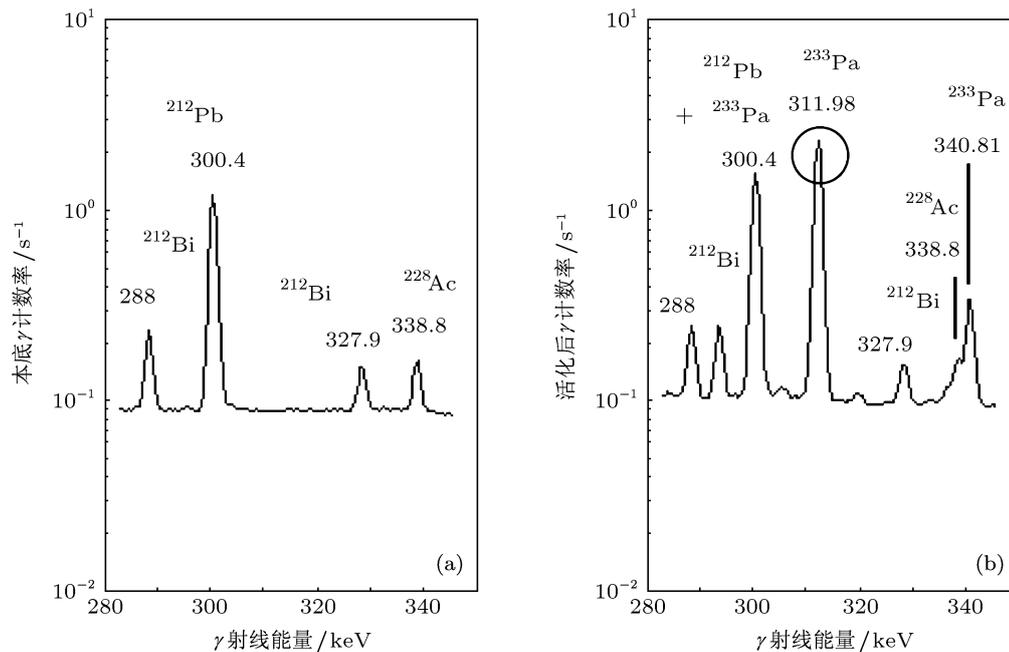


图4 中子辐照前后,在311.98 keV能量附近1号钍样品的 γ 能谱 (a)辐照前样品的 γ 能谱,其中各特征峰分别来自于 ^{232}Th 的衰变链中的物质;(b)辐照结束并“冷却”之后的样品 γ 能谱,其中 ^{233}Pa 的311.98 keV特征峰清晰可见(图中圆圈所示)

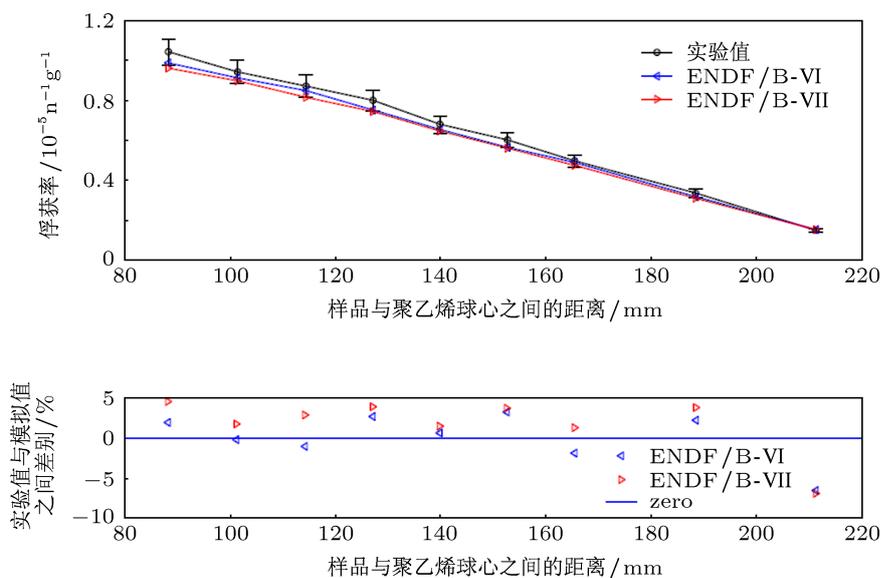


图5 样品俘获率随位置变化关系 上半部分为实验测定值、ENDF/B-VI数据库模拟计算值、ENDF/B-VII数据库模拟计算值,下半部分为实验值与ENDF/B-VI以及ENDF/B-VII模拟计算值之间的差别 $\sigma = (\text{实验值} - \text{计算值})/\text{实验值} \times 100\%$

为了校验离线 γ 测量法测得的俘获率的准确性,使用了主流的ENDF/B-VI和ENDF/B-VII数据库进行模拟计算,计算得到的俘获率值表示在图5中.同时使用实验值与ENDF/B-VI和ENDF/B-VII值进行了比较,差别也表示在图5中.可以清楚地看到,实验值与模拟计算值的趋势一致,差别分布在2%—6%之间,在实验不确定度范围内.

3.5 讨论

通过以上理论分析与实验校验,可以认为ATDOM法在测量模拟装置中的钍俘获率以及钍-铀转化率上可行.其测得的钍俘获率不确定度为6%,其中的主要来源为中子源强检测不确定度2.5%,以及由于自吸收和探测效率造成的不确定

度 2.9%. 下一步需要对自吸收因子与探测效率进行更加精确的测量, 拟将俘获率不确定度降低到 4% 以下.

而比较 ATDOM 法, 使用质谱仪分析样品经过照射之后的各种元素的含量的质谱法可成功地将 $^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$ 值测定在不确定度 0.8% 以内 ($^{232}\text{Th}/^{233}\text{U}$ 值量级为 10^1)^[2]. 如果考虑中子源强度与本文实验相同的不确定度 (2.5%), 归一到中子后不确定度可以控制在 3.5% 以内, 精度较高.

但必须考虑到, 大多数加速器中子源强度都较低, 实验俘获产生的 ^{233}Th 及之后衰变生成的 ^{233}U 量极少. 本实验中 $^{233}\text{Th}/^{232}\text{Th}$ 值在 10^{-17} 量级, 已经超出了现在已知最敏感的加速器质谱仪的探测范围 (10^{-16} ~), 同时低量级下结果误差也较大 (通常大于 10%)^[9,10]. 同时, 质谱分析对于装置、样品制备等要求非常高. 因此, 对于钍俘获率的测量, 无论从实验装置的复杂程度还是实验结果的精确程度上, ATDOM 法都要优于质谱分析法.

4 结论

通过原理分析与实验对比, 可以明显看到, 对于装置中的钍俘获率测量, 活化离线 γ 测量法 ATDOM 是一种可行、高效、高精度的方法. 通过测量钍铀转换链中的 ^{233}Pa 衰变产生的 311.98 keV 特征峰, 并反推计算, 可以得到钍俘获率, 不确定度控制在 6%, 并期望在进一步的实验中降低到 4%.

进一步的工作将集中在自吸收因子测量以及精确确定探测效率上, 之后将 ATDOM 运用于聚变-裂变混合反应堆的钍包层的俘获率测量. 同时将研究使用 ATDOM 测量 $^{232}\text{Th}(n,2n)^{231}\text{Th}$, ^{232}Th 裂变反应率的可行性, 以期使用此方法对聚变-裂变混合堆钍包层及其他钍装置中的各种钍相关核参数进行精确有效的测量.

感谢中国工程物理研究院核物理与化学研究所加速器实验室为本实验提供的大力支持

-
- [1] Schillebeeckx P, Trkov A 2006 *Summary Report of the 3rd Research Coordination Meeting*, Rep, 2006 p1
- [2] Bringer O, Isnard H, AlMahamid I, Chartier F, Letourneau A 2008 *Nucl. Instr. Meth. A* **591** 510
- [3] Baek W Y, Kim G N, Cho M H, Ko I S, Namkung W, Grigoriev Yu V, Faikov-Stanczyk H, Shvetshov V N, Furman W I 2000 *Nucl. Instr. Meth. B* **168** 453
- [4] Hill M W 1958 *Ph. D. Dissertation* (California Univ.)
- [5] Albridge R G, Hollander J M, Gallagher C J, Hamilton J H 1961 *Nucl. Phys.* **27** 529
- [6] Zhu T H, Liu R, Jiang L, Lu X X, Wen Z W, Wang M, Lin J F 2007 *Nucl. Elec. Tron. Dect. Tech.* **27** 141 [朱通华, 刘荣, 蒋励, 鹿心鑫, 温中伟, 王梅, 林菊芳 2007 核电子学与探测技术 **27** 141]
- [7] Liu R, Lu X X, An L 2009 *Physics* **12** 889 (in Chinese) [刘荣, 鹿心鑫, 安力 2009 物理 **12** 889]
- [8] Lu X D, Tian D F, Xie D 2004 *Nucl. Instr. Meth. A* **519** 647
- [9] Vockenhuber C, Ahmad I, Golser R, Kutschera W, Liechtenstein V, Priller A, Steier P, Winkler S 2003 *Int. J. Mass. Spectrom.* **223-224** 713
- [10] Zhou W J, Lu X F, Wu Z K, Zhao W N, Huang C H, Li L L, Cheng P 2007 *Nucl. Tech.* **30** 702 (in Chinese) [周卫健, 卢雪峰, 武振坤, 赵稳年, 黄春海, 李琳琅, 程鹏 2007 核技术 **30** 702]

Thorium capture ratio determination through γ -ray off-line method*

Yang Yi-Wei^{1)2)3)†} Liu Rong²⁾ Yan Xiao-Song²⁾

1) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

3) (Key Laboratory of Particle and Radiation Imaging, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

(Received 12 January 2012; revised manuscript received 10 September 2012)

Abstract

To determine the thorium capture ratio and thorium-uranium conversion ratio in the thorium cladding of the fusion-fission reactor model, a new approach, activated thorium sample decay γ -ray off-line measurement, is introduced in this paper. This method is based on the measurement of the 311.98 keV characteristic decay γ -ray emitted by ^{233}Pa which is produced through decay of ^{233}Th , the capture product of ^{232}Th . Then some reverse mathematic approach is brought in and finally the $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Th}$ reaction ratio is determined, with an uncertainty of 6% in the test experiment ($^{233}\text{Th}/^{232}\text{Th}$ under the order of magnitude 10^{-17}). In the paper, we introduce the detail of the approach including the background, principle and the result of a simple test experiment which shows that this approach can work well in thorium capture ratio determination. Compared with prompt γ -ray method and mass spectrometer method, this decay γ -ray off-line method has many advantages in determining the thorium capture ratio and thorium-uranium conversion ratio in the thorium cladding. It is also promising in the measurement of other relevant parameters.

Keywords: thorium, capture ratio, off-line measurement

PACS: 28.20.Np, 25.40.Dn

DOI: 10.7498/aps.62.032801

* Project supported by the National Magnetic Confinement Fusion Science Program, China (Grant No. 2010GB111002) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 91226104).

† Corresponding author. E-mail: winfield1920@126.com