

## $^{95}\text{Zr}$ 、 $^{140}\text{Ba}$ 和 $^{147}\text{Nd}$ 产额的精确测定

李 泽 崔安智 刘大鸣 刘永辉 王秀芝 敬克兴  
唐培家 杨 毅 张淑兰 李新华 孙宏清 刘从贵  
李大明 张生栋 安新宇 郭景儒

(中国原子能科学研究院, 北京 102413)

用 HPGe 直接  $\gamma$  射线能谱法绝对测定热中子和 8MeV 中子诱发  $^{235}\text{U}$  裂变的  $^{95}\text{Zr}$ 、 $^{140}\text{Ba}$  和  $^{147}\text{Nd}$  的产额。绝对裂变率用双裂变室测定, 并首次根据测定  $^{198}\text{Au}$  的  $\gamma$  放射性活度来检验裂变室的效率。同时给出产额的“快热比”, 以编评热能值为标准得到 8MeV 点的产额值。结果证明, 在 8MeV 能点处, 产额值偏离随中子能量变化呈 e 指数关系。

**关键词** 裂变产额  $^{235}\text{U}$  热中子 8MeV 中子  $\gamma$  能谱法 精确测定

裂变产额随中子能量的变化一直为人们所关注, 但因缺乏足够强的单能中子源, 在裂变谱与 14MeV 之间发表的数据甚少。只有两家<sup>[1,2]</sup>作过在 8MeV 附近的中子诱发  $^{235}\text{U}$  裂变实验, 其结果分歧较大, 对本工作所关心的三种核素  $^{95}\text{Zr}$ 、 $^{140}\text{Ba}$ 、 $^{147}\text{Nd}$ , 相对偏差达 4%—10%, 与产额随中子能量变化的 e 指数关系相比, 这些单能实验值大多偏高。各类反应堆燃耗精确测定不仅重视产额随中子能量的变化规律, 更需要提高数据的准确度。本工作着重探讨减少系统误差、提高测量准确度和精确度的方法。采取测量“快热比”(快中子与热中子裂变产额之比)方法以消除裂变产物核素的  $\gamma$  射线分支比、 $\gamma$  探测效率、标准靶定量以及裂变室记录裂变碎片的效率等带来的误差。为了检验测量系统和测量方法, 做了热中子裂变产额的绝对测量, 得到高精度的结果。还首次核对了用双裂变室测定的绝对裂变率。

$^{235}\text{U}$  热中子裂变产额作为标准已经发表了相当多的数据, 大部分是用质谱法测定的, 准确度相当高, 编评推荐值被作为标准。但仔细考察已发表的测量数据<sup>[3]</sup>, 发现彼此分歧较大, 说明单个测量存在系统误差或精确度不够。本工作用  $\gamma$  能谱法测定几个重要核素的产额, 并与编评推荐值比较, 以检验所用测量系统和测量方法的正确性, 同时也用其得到“快热比”。

收稿日期: 1994-05-07 收到修改稿日期: 1995-01-05

## 1 实验方法

### 1.1 靶子的辐照和裂变率的绝对测量

被照靶子是直径为 16mm 的金属铀圆片,厚度为  $0.4-0.8\text{g}/\text{cm}^2$ ,同位素成份为:1.1%  $^{234}\text{U}$ ,90.2%  $^{235}\text{U}$ ,0.3%  $^{236}\text{U}$ ,8.4%  $^{238}\text{U}$ 。金属铀片用硝酸洗涤除去氧化层后准确称重并用厚度为  $5\text{mg}/\text{cm}^2$  的纯铝箔封包,防止裂变产物损失,薄标准靶是用与厚靶来源相同的浓缩铀 ( $^{235}\text{U}$ ) 经分子电沉积在  $0.10-0.15\text{mm}$  厚的白金底衬上制成。沉积层的直径为 16mm,厚度为  $0.3-0.4\text{mg}/\text{cm}^2$ 。标准靶用四种方法测量:分子电沉积法,微量滴定法,在热中子束上测定裂变比,用小立体角法绝对测定  $\alpha$  衰变率。得到  $^{235}\text{U}$  样品的比活度为  $(2.362\pm 0.022)\text{Bq}/\mu\text{g}^{[4]}$ 。因现有标准靶已多年未用,用小立体角法重新测定  $\alpha$  活度,给出二标准靶的质量为  $718.8\mu\text{g}$  和  $715.7\mu\text{g}$ 。为了减少中子散射影响,双裂变室尽量做到小而轻,电极用直径为 54mm 的铝片制成,高压极厚为 1mm,收集极厚为 0.2mm。裂变室的壁由厚度为 2mm 的铝筒制成。电缆接头固定在 8mm 厚的黄铜法兰盘上,距电极 205mm。

热中子辐照在中国原子能科学研究院的重水反应堆的热柱上进行。中子束经过单晶硅过滤,被照靶置于中子束中心,距准直器外端 1.2m 处,此处中子束的横截面直径为 8cm,中子谱相当软,辐比约为 18000<sup>[5]</sup>。相对于热中子束,被照靶为厚靶。如果裂变率按指数衰减,靶中的平均裂变率 ( $\bar{n}_f$ ) 用下式计算:

$$\bar{n}_f = n_{fb} \frac{1 - T_n}{-\ln T_n} \quad (1)$$

这里,穿透率  $T_n = n_{fa}/n_{fb}$ 。其中,  $n_{fb}$  为前标准靶裂变率;  $n_{fa}$  为后标准靶裂变率。

8MeV 中子的辐照是在中国原子能科学研究院的 HI-13 串列加速器的 L10°靶站做的。利用  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  反应获得单能中子,气体靶室的结构在以往的工作中已有详述<sup>[6]</sup>,Mo 窗厚度为  $25\mu\text{m}$ ,靶室内充氖气 0.41MPa。用 TOF 技术测定中子能谱,用  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  双裂变室测定低能中子裂变率。裂变室外包 1mm 厚的镉以屏蔽热中子本底。靶子置于  $0^\circ$  角方向,距气体靶室 5cm 处。靶上中子能量为  $(8.0\pm 0.3)\text{MeV}$ 。照射靶中平均裂变率为二标准靶的平均值。

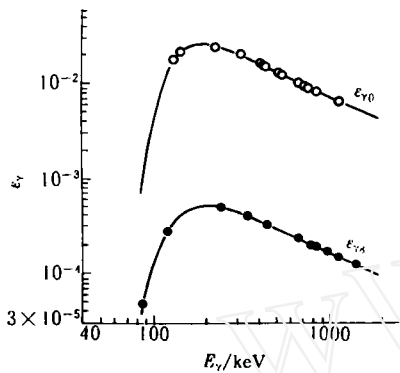
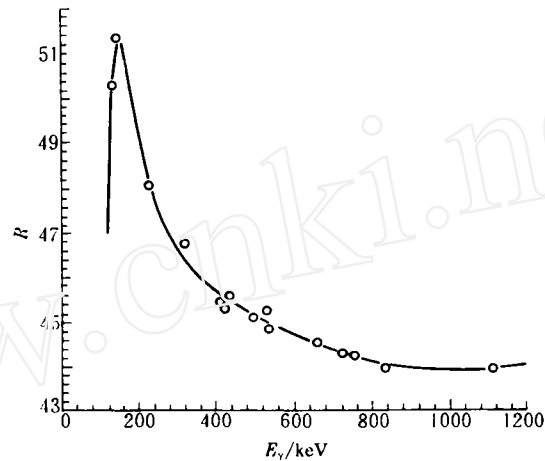
$$\bar{n}_f = \frac{1}{2}(n_{fb} + n_{fa}) \quad (2)$$

裂变率的变化通过双裂变室检测,从双裂变室出来的两路脉冲信号经放大后,每路又分两路同时分别进入四路单道脉冲幅度分析器的上阈和下阈甄别器,共有四路甄别输出信号输入四道多路定标单元并用微机实时记录和处理。多路定标的时间道宽和道数可根据产物核素的寿命而预置,时间道宽从  $0.1-900\text{s}$  可变,最大道数为 4096。上述装置能足够准确地记录所有裂变数,提高了裂变率测量的准确度。

### 1.2 裂变产物的测定

用 HPGe 探测器测定裂变产物核素的  $\gamma$  射线能谱。P 型同轴 HPGe 探测器的体积为  $110\text{cm}^3$ ,对 1332.5keV 的  $\gamma$  射线分辨率(FWHM)为 1.8keV。被测的  $^{235}\text{U}$  靶放在有机玻璃架上,可调节与探测器的距离。0 号位置距探测器顶壳 1.3cm,8 号位为 31.6cm。探测器外盖一厚为 1.4mm 的镉片以屏蔽低能 X 射线。8 号位的探测效率  $\epsilon_{78}$  用  $^{152}\text{Eu}$  作相对刻度,用法国标准源  $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{57}\text{Co}$ 、 $^{65}\text{Zn}$ 、 $^{109}\text{Cd}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  作绝对刻度,效率曲线 ( $\epsilon_{78}-E_\gamma$ ) 示于图 1。选取一系列没有级联发射的单能  $\gamma$  过渡源:  $^{51}\text{Cr}$ 、 $^{54}\text{Mn}$ 、 $^{65}\text{Zn}$ 、 $^{95}\text{Zr}$ 、 $^{103}\text{Ru}$ 、 $^{137}\text{Cs}$ 、 $^{140}\text{Ba}$ 、 $^{141}\text{Ce}$ 、 $^{144}\text{Ce}$  等,测定 0 号位效率

$\epsilon_{70}$  与 8 号位效率  $\epsilon_{78}$  的比值  $R$ ，绘制  $R-E_\gamma$  图并示于图 2。 $\epsilon_{70}$  可由  $R$  和  $\epsilon_{78}$  计算： $\epsilon_{70} = R \cdot \epsilon_{78}$ ，绘制  $\epsilon_{70}-E_\gamma$  曲线并示于图 1。图 1 中的曲线是用经验公式： $\ln\epsilon_\gamma(E_\gamma) = a_1 \cdot E_\gamma + a_2 + a_3 \ln E_\gamma/E_\gamma + a_4/E_\gamma + a_5/E_\gamma^2 + a_6/E_\gamma^3$  拟合实验点而成。过渡源的源斑直径为 16mm，与铀靶的相同，且源盒底厚也与铀靶的相同，为 1mm。0 号位是实测靶的位置，效率的精确度好于 2%。但铀靶厚度与过渡源——滤纸源的厚度不同。改变源与探测器之间的距离测得几何校正系数为： $g_c = 1 + 0.0323(0.2 + \delta/2)$ ，其中  $\delta$  为铀靶的厚度，mm。

图 1  $\gamma$  探测器的效率曲线图 2  $\gamma$  探测器  $\epsilon_{70}/\epsilon_{78}$  与  $\gamma$  能量的关系

厚靶测量的一个重要校正量是  $\gamma$  射线在靶中的自吸收。如果产物核素是沿靶的厚度方向按  $e$  指数衰减分布，当中子入射面对着探测器方向所测到的  $\gamma$  射线计数率为  $A_d$  时，自吸收校正系数为  $C_d$ ，活度  $A_0 = A_d/C_d$ ， $C_d$  用下式计算：

$$C_d = \frac{-\ln T_n}{1 - T_n} \cdot \frac{1 - T_n \cdot T_\gamma}{-\ln T_\gamma - \ln T_n} \quad (3)$$

沿相反方向测量时，测得的  $\gamma$  射线计数率为  $A_u$ ，自吸收校正系数为  $C_u$ ，活度  $A_0 = A_u/C_u$ ，而  $C_u$  可用下式计算

$$C_u = \frac{-\ln T_n}{1 - T_n} \cdot \frac{T_\gamma - T_n}{\ln T_\gamma - \ln T_n} \quad (4)$$

式中： $T_n$  为中子穿透率， $T_\gamma$  为  $\gamma$  射线对靶的穿透率。本工作对  $\gamma$  射线在金属铀靶中的穿透率做了仔细测量，包括不同  $\gamma$  射线能量、不同靶厚和不同几何位置等。对  $^{95}\text{Zr}$ 、 $^{140}\text{Ba}$ 、 $^{147}\text{Nd}$  这三个核素的  $\gamma$  能量而言， $\gamma$  穿透率的精确度可达到 0.5%，对产额误差的贡献小于 0.3%<sup>[7]</sup>。

辐照靶子的测定是用 S90 多道脉冲幅度分析器与 AST-286 微机系统获取  $\gamma$  能谱及处理数据。用 SPAN 程序分析  $\gamma$  能谱<sup>[8]</sup>，SUN 和 IITANA3 程序分别被用来分类核素和拟合  $\gamma$  衰变曲线获取  $\gamma$  计数。

### 1.3 裂变产额的计算

累积产额  $Y_t$  可用下面的简单公式计算：

$$Y_t = \frac{A}{m \cdot C \cdot I_\gamma \cdot \epsilon_\gamma \cdot e^{-\lambda t} \sum_{i=1}^N n_{fi} e^{-\lambda(T_N - T_i)} [1 - e^{-\lambda(T_i - T_{i-1})}]} \quad (5)$$

式中:  $A$  为  $\gamma$  计数率,  $\text{min}^{-1}$ ;  $m$  为照射靶质量,  $\text{mg}$ ;  $C$  为  $\gamma$  射线自吸收校正系数;  $I_\gamma$  为  $\gamma$  射线的绝对强度;  $\epsilon_\gamma$  为射线探测效率;  $\lambda$  为核素衰变常数;  $t$  为冷却时间,  $\text{min}$ ;  $T_i$  为照射时间内第  $i$  时刻(令照射初始时刻  $T_0 = 0$ , 而停止时刻为  $T_N$ , 共  $N$  个间隔);  $n_{fi}$  为  $T_i$  时刻的裂变率,  $\text{min}^{-1} \cdot \text{mg}^{-1}$ 。所用衰变数据列入表 1。

表 1 裂变产物核素衰变数据<sup>[9]</sup>

核素	$E_\gamma / \text{keV}$	$T_{1/2} / \text{d}$	$I_\gamma$
$^{95}\text{Zr}$	756.72	64.0	0.544
$^{140}\text{Ba}$	537.26	12.746	0.2439
$^{147}\text{Nd}$	531.016	11.0	0.128

## 2 结果与讨论

### 2.1 热中子裂变产额

**2.1.1 穿透率  $T_n$  的测定** 用热中子束辐照靶是在束包靶(即中子束的横截面大于靶的面积)条件下进行的。公式(1)中的  $n_b$  的测量是没问题的。然而穿透率  $T_n$  却容易偏高, 因为对厚靶而言,  $T_n$  是较小的, 若后面的标准靶没完全被厚靶覆盖的话,  $T_n$  便会偏高且偏高的量与靶厚有关, 所以对每个照射靶都要单独在靶包束条件下测定  $T_n$ 。即用具有直径为 14mm 圆孔的镅片限束实现。

**2.1.2 偏离  $e$  指数的校正** 式(1)的正确是对裂变率在靶中以  $e$  指数规律衰减而言, 但实际上有两个因素使其偏离  $e$  指数。其一, 中子束穿过靶之后打在裂变室的壁上又散射到靶子上使穿透率增加。为观察此影响, 在裂变室的外面放置不同厚度的铝片, 即相当于增加裂变室后面的壁厚, 测定穿透率的变化, 结果示于图 3。图中直线的斜率为  $5.3 \times 10^{-4} \text{mm}^{-1}$ , 说明 2mm 厚的裂变室的壁, 对穿透率只影响 0.25%, 对平均裂变率也只影响 0.15%, 可忽略。其二, 对单能中子束, 式(1)无疑是正确的, 但这里的中子束是具有相当宽的能量分布, 用式(1)计算平均裂变率必须做校正, 校正后的平均裂变率为:  $n_{fi} = n_i / p$ , 校正系数  $p$  用下式计算:

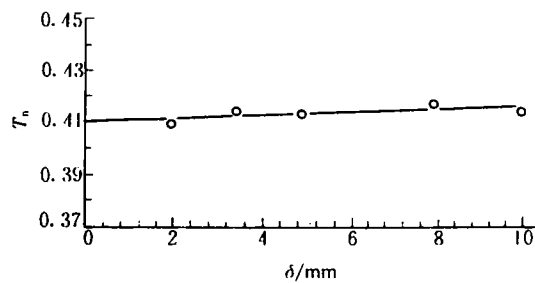


图 3 中子穿透率  $T_n$  与铝层厚度  $\delta$  的关系。

$$p = \frac{-\ln \frac{\int_0^\infty f(E)T(E)dE}{\int_0^\infty f(E)dE} \cdot \int_0^\infty f(E) \frac{1-T(E)}{-\ln T(E)} dE}{\int_0^\infty f(E)dE - \int_0^\infty f(E)T(E)dE} \quad (6)$$

式中： $f(E) = \sigma_t(E)\phi(E)$ ； $T(E) = e^{-\sigma_t(E)\tau}$ 。 $\sigma_t(E)$  为 <sup>235</sup>U 全截面； $\sigma_f(E)$  为 <sup>235</sup>U 裂变截面； $\phi(E)$  为中子束的能谱； $\tau$  为照射靶质量厚度，mg/cm<sup>2</sup>。对不同靶厚，计算出的校正系数列入表 2。值得说明的是这个校正系数对中子能谱不灵敏。

表 2 偏离 e 指数校正系数

$\tau / \text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$	50	100	150	200	250	300	350
$p$	0.9999	0.9995	0.9988	0.9979	0.9969	0.9956	0.9940
$\tau / \text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$	400	450	500	550	600	650	700
$p$	0.9924	0.9906	0.9886	0.9865	0.9843	0.9820	0.9796
$\tau / \text{mg} \cdot \text{cm}^{-2}$	750	800	850	900	950	1000	1500
$p$	0.9770	0.9744	0.9718	0.9690	0.9662	0.9634	0.9336

2.1.3 绝对裂变率的检验 测定 <sup>198</sup>Au 的活度以检验绝对裂变率。用 <sup>197</sup>Au 箔代替 <sup>235</sup>U 厚靶并装在双裂变室内二标准靶中间，在与辐照 <sup>235</sup>U 靶完全相同的条件下进行中子束照射，<sup>198</sup>Au 的  $\gamma$  放射性用准确刻度的 HPGe 探测器测定并得到照射结束时刻的活度  $A_m$ 。另外，从双裂变室记录的裂变率计算活度  $A_c$ 。

具有充分慢化的热中子谱，Westcott 给出反应率  $D$  的表达式为<sup>[10,11]</sup>：

$$D = N\phi_0\hat{\sigma}$$

式中： $\hat{\sigma} = \hat{\sigma}_0(g + \gamma_s)$ ，对 <sup>235</sup>U(n,f) 反应，在  $T_i$  照射时刻的 <sup>235</sup>U 样品裂变率  $n_{fi}$  可表述如下：

$$n_{fi} = N_5\phi_0\hat{\sigma}_{05}(g_5 + \gamma_{s5}) \quad (8)$$

<sup>197</sup>Au(n, $\gamma$ )<sup>198</sup>Au 反应， $t$  时刻 <sup>198</sup>Au 的核数目  $N_8(t)$  满足下式：

$$\frac{dN_8(t)}{dt} = -\lambda N_8(t) + \phi_0(t)\sigma_{07}(g_7 + \gamma_{s7})N_7 \quad (9)$$

从式(8)和(9)得到照射结束时的 <sup>198</sup>Au 活度：

$$A_c = \frac{N_7\sigma_{07}g_7}{N_5\sigma_{05}g_5G} \cdot \sum_{i=1}^N n_{fi}(1 - e^{-\lambda(T_i - T_{i-1})})e^{-\lambda(T_N - T_i)} \quad (10)$$

由于中子束的辐比高， $\gamma_{s5}$  和  $\gamma_{s7}$  可忽略。式中  $N_5$  和  $N_7$  分别为 <sup>235</sup>U 和 <sup>197</sup>Au 的核数目，<sup>197</sup>Au 样品是用灵敏度为百万分之一克的天平多次称量，质量为 28.637mg； $\sigma_{05}$  和  $\sigma_{07}$  分别是 <sup>235</sup>U 和 <sup>197</sup>Au 对速度为 2200m/s 中子的反应截面，取值为  $5.843 \times 10^{-26} \text{m}^2$  和  $9.865 \times 10^{-27} \text{m}^2$ ， $g_5$  和  $g_7$  分别为 <sup>235</sup>U 和 <sup>197</sup>Au 的  $g$  因子，在 30℃ 条件下取值 0.9740 和 1.0042； $G$  为中子在 <sup>197</sup>Au 样品中的自吸收校正系数，取值 0.998； $\lambda$  为 <sup>198</sup>Au 衰变常数。将  $A_c$  与测量值  $A_m$  比较有  $A_m/A_c = 1.0075$ 。说明用测得的裂变率计算出的 <sup>198</sup>Au 的活度与直接测量的活度只相差 0.75%，彼此符合很好，证明裂变率的测量是准确的。

本工作测得的热中子裂变产额值列入表 3。各项误差来源列入表 4。总不确定度是各项不确定度的方和根值。为了比较,表 3 还列出了文献[3]的测量值和编评值。

表 3  $^{235}\text{U}$  热中子裂变产额(%)

	$^{95}\text{Zr}$		$^{140}\text{Ba}$		$^{147}\text{Nd}$		
	$Y_{\text{th}}$	SD/%	$Y_{\text{th}}$	SD/%	$Y_{\text{th}}$	SD/%	
已发表的测量值 <sup>[3]</sup>			5.14	40.0			
			5.81	30.0			
			6.25	15.0			
			6.29	10.0			
		6.51	15.0	6.30	5.0	2.24	10.0
		6.40	3.0	6.32	5.0	2.29	15.0
		6.53	3.0	6.35	4.0	2.29	4.0
		6.53	6.0	6.36	3.9	2.30	6.0
		6.57	5.0	6.36	5.0	2.41	10.0
		7.08	5.0	6.36	5.0	2.36	15.0
				6.40	10.0		
				6.40	5.0		
			6.53	6.0			
编评值 <sup>[3]</sup>	6.545	(D)0.8 (E)0.5	6.268	(D)1.0 (E)0.6	2.265	(D)1.0 (E)1.0	
本工作测量值	6.512	2.6	6.238	2.6	2.288	2.7	

注:SD 表示相对标准偏差,(D)、(E)分别表示内、外标准偏差。

表 4 裂变产额误差来源(%)

核素	裂变率测定	$\gamma$ 效率刻度	几何校正误差	$\gamma$ 自吸收校正	$\gamma$ 计数偶然误差	中子穿透率校正	中子本底校正	总不确定度
热中子裂变	$^{95}\text{Zr}$	1.5	2.0	0.3	0.3	0.35	0.4	2.6
	$^{140}\text{Ba}$	1.5	2.0	0.3	0.3	0.45	0.4	2.6
	$^{147}\text{Nd}$	1.5	2.0	0.3	0.4	0.74	0.4	2.7
8MeV 中子裂变	$^{95}\text{Zr}$	1.5	2.0	0.3	0.3	0.70	0.6	2.7
	$^{140}\text{Ba}$	1.5	2.0	0.3	0.3	0.55	1.0	2.8
	$^{147}\text{Nd}$	1.5	2.0	0.3	0.4	2.1	0.7	3.4

## 2.2 8MeV 中子裂变产额

快中子裂变产额测量中除了上述诸校正量外,重要的是扣除本底中子的影响。用 TOF 技术测得 2.5MeV 能量以上的中子能谱,从而也得到在靶中产生的裂变数分布。1.5MeV 以下的裂变数所占份额可用  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  背对背双裂变室测定。1.5—2.5MeV 之间部分是根据高能部分走向和低能部份内插而得。中子能谱和裂变数的分布表示于图 4。根据这样的裂变数的分布,再假定裂变产额随能量变化是服从 e 指数函数,从测定的总产额  $Y_{\text{th}}$  中扣除本底中子的贡

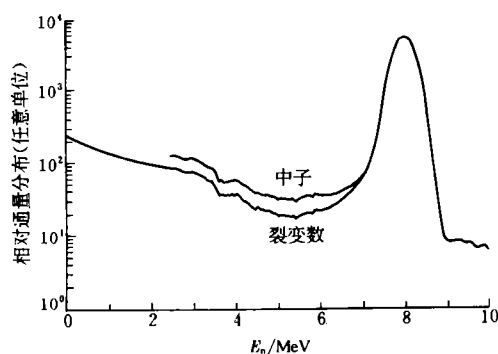


图 4 中子能谱与裂变数的分布

献,得到 8MeV 能量点的产额  $Y_{f8}$  :

$$Y_{f8} = Y_{fm} + \left[ Y_{fm} - \frac{\int_{E_t}^{E_s} N_f(E) Y_f(E) dE}{\int_{E_t}^{E_s} N_f(E) dE} \right] \frac{\int_{E_t}^{E_s} N_f(E) dE}{N_{f8}} \quad (11)$$

式中:  $Y_f(E)$  和  $N_f(E)$  分别为能量  $E$  点的产额和裂变数;  $E_t$  和  $E_s$  分别为热中子能量和本底与 8MeV 中子能量界限,这里取  $E_s = 7\text{MeV}$ ;  $N_{f8}$  为 8MeV 的裂变数,从裂变数分布曲线可得  $\int_{E_t}^{E_s} N_f(E) d(E)/N_{f8} = 0.162$ 。将测量的  $Y_{ft}$  和  $Y_{fm}$  代入式(11)并进行多次迭代可得到  $Y_{f8}$ 。以表 3 中热中子裂变产额的编评值作标准,用“快热比”  $Y_{f8}/Y_{ft}$  算出相对测量产额值  $Y_{f8r}$ ,结果列入表 5。<sup>235</sup>U 靶中其它铀同位素对 <sup>235</sup>U 产额的影响小于 0.1%,可忽略。

表 5 8MeV 中子诱发 <sup>235</sup>U 裂变产额 (%)

核素	Glendenin <sup>[1]</sup>	Chapman <sup>[2]</sup>	指数函数内插	本 作		
				$Y_{f8}$	$Y_{f8}/Y_{ft}$	$Y_{f8r}$
<sup>95</sup> Zr	6.14(1±5.2%)	5.90(1±8.7%)	5.65	5.86(1±2.7%)	0.906(1±1.3%)	5.89(1±1.6%)
<sup>140</sup> Ba	5.30(1±3.8%)	5.10(1±8.8%)	5.10	5.31(1±2.8%)	0.852(1±1.5%)	5.34(1±1.8%)
<sup>147</sup> Nd	2.22(1±6.8%)	2.03(1±11.1%)	1.93	2.04(1±3.4%)	0.892(1±2.5%)	2.02(1±2.7%)

### 3 结 论

(1) <sup>235</sup>U 热中子裂变的 <sup>95</sup>Zr、<sup>140</sup>Ba 和 <sup>147</sup>Nd 产额在 1% 内与 James<sup>[3]</sup> 的编评值符合,证明本工作的测量方法和各校正量的处理是正确的,给出的精确度好于已发表的任何测量值。

(2) 经测量 <sup>198</sup>Au 的活度,证明绝对裂变率的测量是正确的,这是首次这样做。加之热中子裂变产额是准确的,说明裂变产物的测量也是可信的。

(3) 对 8MeV 中子诱发 <sup>235</sup>U 裂变, <sup>95</sup>Zr 和 <sup>147</sup>Nd 的产额值与 Chapman<sup>[2]</sup> 的值符合很好,而 <sup>140</sup>Ba 的产额值与 Glendenin<sup>[1]</sup> 的符合,但都高于按 e 指数变化所得到的值。本工作给出的产额绝对测量值的精确度好于文献值。用“快热比”得到的相对测量的产额值的精确度有了较大的提高,因为消除了  $\gamma$  分支比、 $\gamma$  效率、标准靶定量以及裂变室记录裂变碎片的效率所带来的误差。对于一些高精度的测量往往会遇到核素的衰变数据精确度不能满足要求(如分支比不准),采用测量“快热比”方法是很有意义的。

(4) <sup>147</sup>Nd 的  $\gamma$  计数的测量误差明显高于其它核素,原因是 <sup>147</sup>Nd 的 531.0keV 与 <sup>133</sup>I 的 529.8keV 的  $\gamma$  峰重叠,且辐照结束时刻,后者计数比前者高一个数量级,若按重峰解谱处理会带来很大的不确定度,因此,只能增加冷却时间 7—10 天,待 <sup>133</sup>I 的  $\gamma$  活度衰减二个量级后再拟合衰变曲线得到准确活度,可这时 <sup>147</sup>Nd 的  $\gamma$  活度也减半了,造成测量误差较大。

周祖英和王效忠等同志帮助测量了中子能谱,石宗仁同志提供热中子束,串列加速器运行人员供给强而稳定的氘束,作者对他们表示衷心感谢。

### 参 考 文 献

1 Glendenin LE, Gindler JE, Henderson DJ, et al. Mass Distributions for Monoenergetic-Neutron-Induced Fission of <sup>235</sup>U. Phys Rev, 1981, C24: 2600.

- 2 Chapman TC, Angelon CA, Spitals CC, et al. Fission Product Yields From 6—9MeV Neutron-Induced Fission of  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$ . Phys Rev, 1978, C17:1089.
- 3 James MF, Mills RW, Weaver DR. A New Evaluation of Fission Product Yields and the Production of a New Library (UKFYZ) of Independent and Cumulative Yields. Part II. Tables of Measured and Recommended Fission Yields; AEA-TRS-1018. 1991.
- 4 李泽, 王连璧, 王维国, 等. 裂变率的绝对测量. 原子能科学技术, 1980, 5:600.
- 5 石宗仁, 曾宪堂, 张明. 高纯热中子束装置及设计. 核技术, 1989, 12:143.
- 6 李泽, 张春华, 刘从贵, 等. 8. 3MeV 中子引起  $^{238}\text{U}$  裂变的质量分布. 原子核物理, 1985, 7:97.
- 7 刘大鸣, 李泽, 孙宏清, 等.  $\gamma$  射线在铀靶中自吸收校正系数的测量. 中国原子能科学研究院放射化学研究所内部资料. 1994.
- 8 Wang Liyu. Multiplet Processing in High Resolution Gamma Spectroscopy. Appl Radiat Isot, 1989, 40:575.
- 9 刘运作. 常用放射性核素衰变图. 北京:原子能出版社, 1982.
- 10 Westcott CH, Walker WH, Alexander TK. Effective Cross Sections and Cadmium Ratios for the Neutron Spectra of Thermal Reactors. In: Proceedings of the Second United Nations International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva. Sept. 1958, vol. 16. 70—75.
- 11 Westcott CH. Effective Cross Section Values for Well-Moderated Thermal Reactor Spectra; Report AECL-1101. Canada: Atomic Energy of Canada Ltd. 1960.

## PRECISE DETERMINATION OF YIELDS OF $^{95}\text{Zr}$ , $^{140}\text{Ba}$ AND $^{147}\text{Nd}$

LI ZE CUI ANZHI LIU DAMING LIU YONGHUI WANG XIUZHI  
 JING KEXING TANG PEIJIA YANG YI ZHANG SHULAN LI XINHUA  
 SUN HONGQING LIU CONGGUI LI DAMING ZHANG SHENGDONG  
 AN XINYU GUO JINGRU

(China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275(48), Beijing 102413)

### ABSTRACT

Fission yields of  $^{95}\text{Zr}$ ,  $^{140}\text{Ba}$  and  $^{147}\text{Nd}$  are determined for the fission of  $^{235}\text{U}$  induced by thermal and 8 MeV neutrons by HPGe  $\gamma$ -ray spectrometry. Absolute fission rate is monitored with a double-fission chamber. The efficiency of the fission chamber is checked with absolute determination of  $^{198}\text{Au}$  activity from  $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$  reaction for the first time. Fission product activities of irradiated  $^{235}\text{U}$  foils are measured by HPGe  $\gamma$ -ray spectrometry without chemical separation. Time of flight technique and measurement of the fission ratio of  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  are used to estimate the fission events induced by neutrons of other energies. Ratio of "fast yield" to "thermal yield" is also obtained precisely because of elimination of some systematic errors. The ratio and evaluated value of "thermal yield" are used to get more accurate "fast yield" values. The results document that the yield values at 8 MeV energy point deviate from those from exponential function values.

**Key words** Fission yield  $^{235}\text{U}$  Thermal neutrons 8 MeV neutrons  $\gamma$ -ray spectrometry Precise determination