

## $^{232}\text{Th}$ 裂变的电荷分布

李文新 孙彤玉 孙秀华 张天梅

郑蔓光 董天荣 傅民

(中国科学院近代物理研究所)

### 摘 要

在 14 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中, 用放射化学方法测定了  $^{82}\text{Br}$ 、 $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{112}\text{Ag}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{132}\text{I}$ 、 $^{134}\text{I}$ 、 $^{134m}\text{Cs}$ 、 $^{135m}\text{Cs}$  和  $^{136}\text{Cs}$  等 9 个屏蔽核或准屏蔽核的独立产额以及  $^{140}\text{La}$  的独立产额上限。使用各种电荷分布假设和质量公式, 高斯电荷分布函数  $f_i = (\pi C)^{-1/2} \exp[-(Z - Z_p)^2/C]$ , 与实验测定的分独立产额进行了关联研究。结果指出, Green 质量公式的最小位能假设可以得到最佳拟合, 电荷分布宽度参数  $C = 0.80$ 。主要以对称裂变方式产生的  $^{112}\text{Ag}$  的分独立产额和以非常不对称裂变产生的  $^{82}\text{Br}$  的分独立产额偏离拟合的高斯曲线。这似乎表明, 对称裂变有较宽的电荷分布宽度; 而非常不对称裂变的电荷分布较窄。这个趋势能用液滴模型定性地解释。本工作没有发现 40 个质子的亚壳层对裂变产额影响的证据。

### 一、引 言

在 14 MeV 中子引起  $^{238}\text{U}$  裂变的电荷分布研究中, 我们发现宽度参数  $C = 0.83$  的高斯电荷分布曲线能够关联实验测定的分独立产额<sup>[1]</sup>, 这个宽度参数与绝大部分低能裂变电荷分布的研究结果很好相符, 但是比 Rao 等人在 14 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中使用的  $C = 2.0-2.5$  低得多<sup>[2,3]</sup>。因此, 将类似的研究推广到  $^{232}\text{Th}$  的裂变中是非常有趣的。

此外, 当中子引起核裂变时, 一定质量链的电荷分布宽度和质量数的依赖关系仍是一个有意义的研究课题。在热中子引起  $^{235}\text{U}$  裂变中, 根据实验上很好测定的一系列分独立产额, 指出 19 个高产额质量链(质量分布双峰区)的电荷分布宽度参数  $C$  在  $0.80 \pm 0.14$  范围内, 并且和所研究的质量数无关<sup>[4,5]</sup>。于是, 一个与质量数无关的电荷分布假设广泛地使用在各种低能裂变研究中。Rao 等人在 14 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中指出, 无论是对称裂变产物还是不对称裂变产物, 都可以用  $C = 2.0-2.5$  的高斯曲线来关联。但是, 在重离子引起的熔合裂变<sup>[6]</sup>, 以及质子引起的核裂变中<sup>[7]</sup>, 都已经发现电荷分布宽度是碎片质量数的函数。因此, 本工作目的就在于在 14 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中, 用放射化学方法

测定若干独立产额,然后用电荷分布假设进行关联,以便得到最佳拟合的电荷分布宽度参数,同时探索可能存在的电荷分布宽度与碎片质量数的依赖关系。

本工作的初步结果的摘要已在1980年国际核物理会议上发表了<sup>[8]</sup>。

## 二、实 验

### 1. 靶子和照射

分析纯的  $\text{Th}(\text{NO}_3)_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$  作为中子照射的靶子。硝酸钍密封在聚乙烯塑料薄膜袋中,四周覆盖1毫米厚的金属铝箔。照射在本所高压倍加器上进行。靶子置于氘束  $0^\circ$  到  $90^\circ$  方向,中子平均能量为  $14.5 \pm 0.4$  MeV。中子能谱表明,低能中子一般不超过总中子数的百分之几。典型中子源强为  $(1-2) \times 10^{11}\text{n/秒}$ 。中子相对通量随时间的变化通过测量伴随的  $\alpha$  粒子进行监察。照射时间为10分钟到7个小时,这取决于所研究核素的产额和核性质。

### 2. 化学分离

在这个实验中,我们分离了溴、铈、银、碘、铯、镧以及作为内标的钼共7个元素。银的分离用文献[9]所描述的方法。铈用经典的水解沉淀法纯化。为了和可能来自  $^{232}\text{Th}(n, \gamma)^{233}\text{Pa}$  反应所生成的镱相分离,增加了异丁醇从  $6\text{N HF}-6\text{NH}_2\text{SO}_4$  中的萃取<sup>[10]</sup>。其余元素分离基本上采用文献[1]所使用的程序。纯化后的沉淀进行过滤、干燥、称重,以确定化学产额。然后进行  $\gamma$  射线测量。

### 3. $\gamma$ 射线测量和产额计算

$\gamma$  射线测量使用和多道分析器相连的  $80\text{cm}^3$  和  $140\text{cm}^3$  两台  $\text{Ge}(\text{Li})$  探测器。谱仪对  $^{60}\text{Co}$  的  $1.332$  MeV  $\gamma$  线的分辨分别为  $1.9$  KeV 和  $2.4$  KeV。探测器相对效率通过测量若干同时发射几条  $\gamma$  射线且强度精确已知的同位素来确定。效率误差估计为  $\pm(5-15)\%$ 。 $\gamma$  谱用手工分析。某些低产额核素采用高的几何效率测量时,级联  $\gamma$  线的符合引起光电峰的损失已经被修正。

核素的裂变产额按以前工作列出的公式计算<sup>[1]</sup>。作为内标的  $^{99}\text{Mo}$  的裂变产额取作  $2.0\%$ <sup>[11]</sup>。对于准屏蔽核 ( $^{112}\text{Ag}$ ,  $^{132}\text{I}$ ,  $^{134}\text{I}$ ) 必须对来自母体蜕变的那部份作相应修正。有关核素半寿命以及计算产额所使用的  $\gamma$  射线强度数据取自文献[12]和[13]。

## 三、结 果

本工作测定了  $^{82}\text{Br}$ 、 $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{112}\text{Ag}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{132}\text{I}$ 、 $^{134}\text{I}$ 、 $^{134m}\text{Cs}$ 、 $^{135m}\text{Cs}$ 、 $^{136}\text{Cs}$  等9个屏蔽核或准屏蔽核的独立产额以及  $^{140}\text{La}$  的独立产额的上限。根据光滑的质量分布曲线<sup>[14]</sup>,独立产额被转化成分独立产额并列在表1中。表中给出的误差为实验总误差。计算产额时采用的核素半寿命、 $\gamma$  射线强度以及裂变产额文献值的误差均未包括在内。

Nethaway 在  $14.8$  MeV 中子引起  $^{240}\text{Pu}$  裂变中得到  $^{134m}\text{Cs}$  和  $^{134g}\text{Cs}$  两个同质异能素产额

比为 0.53<sup>[15]</sup>. 假定这一比值也近似适用于 14MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  的裂变, 这样得到  $^{134m+s}\text{Cs}$  总的分独立产额为  $1.9 \times 10^{-4}$ .

一定质量链的最可几电荷  $Z_p$  用等电荷位移 (ECD) 假设, 恒电荷密度 (UCD) 假设以及最小位能 (MPE) 假设计算<sup>[1]</sup>. 在用等电荷位移假设计算  $Z_p$  时, 需要该质量链的最稳定电荷  $Z_A$ . Green<sup>[16]</sup> 以及 Friedlander 等人<sup>[17]</sup> 的两个不考虑壳效应的质量公式以及 Levy<sup>[18]</sup> 和 Coryell<sup>[19]</sup> 的两个考虑壳效应的质量公式被用来计算  $Z_A$  值. 在用最小位能假设计算  $Z_p$  值时, 采用了 Green 和 Levy 的两个质量公式, 并且取两个球形碎片在断开瞬间有效分割距离  $D$  为 18 费米.

在电荷分布研究中, 感兴趣的是裂变产物的初级质量, 这就需要知道每次裂变发射的平均中子总数  $\nu_T$ 、裂变前发射的中子数以及裂变后发射的中子数在两个碎片之间的分配. 和 Rao 一样, 每次裂变发射的平均中子总数  $\nu_T$  取作 4.5. 裂变前发射的中子数能够从 Vandenbosch 和 Huizenga 在 14.8 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中发表的 Th 的同位素的  $\Gamma_n/\Gamma_f$  数据导出<sup>[20]</sup>. 平均说来, 裂变前大约发射 1 个中子.

对于 14MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变, 迄今还没有完整的关于裂变后中子发

射数与碎片质量数的依赖关系. Denschlag 指出, 中子发射曲线的形状主要取决于复合核的激发能, 而与复合核种类关系不大<sup>[21]</sup>. 因此, 从 13MeV 质子引起  $^{233}\text{U}$  裂变的的中子发射曲线, 可以得到质量数为  $A$  的碎片发射的中子数  $\nu_A^U$ <sup>[22]</sup>. 而  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应中, 对应质量  $A$  的碎片发射的中子数  $\nu_A^{\text{Th}}$  可按下式计算:

$$\nu_A^{\text{Th}} = \nu_A^U \times (\bar{\nu}_{\text{Th}}/\bar{\nu}_U), \quad (1)$$

这里  $\bar{\nu}_{\text{Th}}$  是 14MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变中, 裂变后发射的中子数, 即  $\bar{\nu}_{\text{Th}} = 3.5$ .  $\bar{\nu}_U$  是 13 MeV 质子引起  $^{233}\text{U}$  裂变中, 裂变后发射的中子数. 同样考虑第二机会裂变,  $\bar{\nu}_U = 5.6$ .

利用三个电荷分布假设, 各个质量公式以及裂变产物初级质量, 可以计算有关质量链的最可几电荷  $Z_p$ . 于是可以研究  $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{132}\text{I}$ 、 $^{134}\text{I}$ 、 $^{134m+s}\text{Cs}$ 、 $^{135m}\text{Cs}$  和  $^{136}\text{Cs}$  7 个高产额质量链上的分独立产额和高斯电荷分布函数

$$f_i = \frac{1}{\sqrt{\pi c}} \exp \left[ -\frac{(Z - Z_p)^2}{c} \right] \quad (2)$$

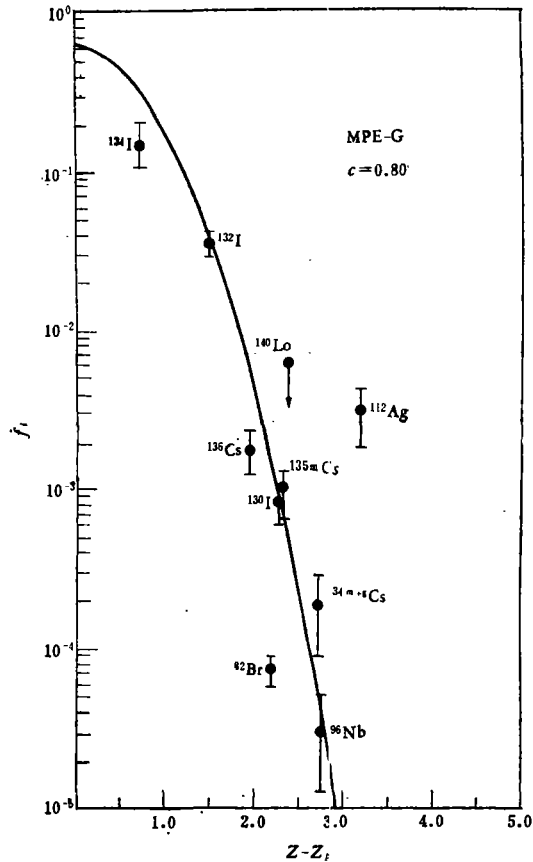


图 1 14MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变的高斯电荷分布曲线

表1 14 MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变的独立产额

核素	测定次数	本文		文献 [2,3]	
		独立产额(%)	分独立产额	独立产额(%)	分独立产额
$^{82}\text{Br}$	4	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-4}$	$(7.5 \pm 1.5) \times 10^{-3}$	—	—
$^{93}\text{Nb}$	4	~ 0	~ 0	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^{-1}$	$(3.4 \pm 0.8) \times 10^{-2}$
$^{96}\text{Nb}$	4	$(1.8 \pm 1.1) \times 10^{-4}$	$(3.3 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	$(8.7 \pm 2.0) \times 10^{-2}$	$(1.7 \pm 0.4) \times 10^{-2}$
$^{112}\text{Ag}$	2	$(5.0 \pm 2.0) \times 10^{-3}$	$(3.4 \pm 1.4) \times 10^{-3}$	$(1.4 \pm 0.3) \times 10^{-2}$	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
$^{130}\text{I}$	4	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(8.3 \pm 2.1) \times 10^{-4}$	$(2.2 \pm 0.5) \times 10^{-2}$	$(1.5 \pm 0.4) \times 10^{-2}$
$^{132}\text{I}$	2	$(9.7 \pm 1.9) \times 10^{-2}$	$(3.6 \pm 0.7) \times 10^{-2}$	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-1}$	$(3.6 \pm 0.7) \times 10^{-2}$
$^{134}\text{I}$	2	$(7.8 \pm 2.6) \times 10^{-1}$	$(1.6 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	$(6.4 \pm 1.5) \times 10^{-1}$	$(9.5 \pm 2.5) \times 10^{-2}$
$^{134m}\text{Cs}$	5	$(3.1 \pm 1.6) \times 10^{-4}$	$(6.7 \pm 3.4) \times 10^{-3}$	$(4.3 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	$(7.9 \pm 0.8) \times 10^{-3}$
$^{135m}\text{Cs}$	5	$(5.5 \pm 1.9) \times 10^{-3}$	$(1.0 \pm 0.3) \times 10^{-3}$	$(1.2 \pm 0.3) \times 10^{-1}$	$(2.4 \pm 0.5) \times 10^{-2}$
$^{136}\text{Cs}$	2	$(1.0 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	$(1.9 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	$(9.8 \pm 1.6) \times 10^{-2}$	$(2.0 \pm 0.3) \times 10^{-2}$
$^{140}\text{La}$	2	$< 3.5 \times 10^{-2}$	$< 6.4 \times 10^{-3}$	—	—

表2 高斯电荷分布曲线的拟合结果

电荷分布假设	质量公式	C	Q
MPE	Green	0.80	10.34
ECD	Green	0.70	57.72
MPE	Levy	1.18	58.88
ECD	Coryell	1.08	58.99
ECD	Friedlander et al.	0.70	59.58
ECD	Levy	1.07	65.64
UCD	—	0.70	101.20

的关联。这里  $f_i$  是实验测定的分独立产额,  $C$  是宽度参数。加权的非线性最小二乘拟合结果列在表 2 中。其中  $Q$  是残差平方和, 并定义为

$$Q = \sum_{i=1}^n W_i \left( \log \frac{f_i}{f_i^c} \right)^2, \quad (3)$$

这里  $W_i$  是权重因子,  $f_i^c$  是拟合的高斯曲线相对应的分独立产额。从表 2 可以得出结论, 使用 Green 质量公式的最小位能假设和实验数据拟合得最好, 得到的高斯电荷分布曲线的宽度参数  $C$  等于 0.80。

根据 Green 质量公式的最小位能假设, 实验测定的全部 10 个核素的计算结果连同  $C = 0.80$  的高斯电荷分布曲线描在图 1 上。需要指出,  $^{112}\text{Ag}$  主要属于对称裂变的产物。Gevaert 指出, 对称区产物基本上来自第一机会裂变, 即复合核  $^{232}\text{Th}^*$  的裂变<sup>[23]</sup>。根据 Gevaert 给出的  $^{232}\text{Th}(n, f)$  反应对称区碎片的中子发射曲线, 可以直接得到  $^{112}\text{Ag}$  的初级质量。由此, 可按最小位能假设计算相应的最可几电荷  $Z_p$ 。从图 1 可以看到, 除了  $^{82}\text{Br}$  和  $^{112}\text{Ag}$  外, 拟合结果是满意的。

#### 四、讨 论

比较实验测定的分独立产额和 Rao 等人结果(表 1) 可以看到:  $^{132}\text{I}$  的分独立产额两者

很好相符,本工作中  $^{134}\text{I}$  的值比 Rao 的大,而  $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{134m}\text{Cs}$ 、 $^{135m}\text{Cs}$  和  $^{136}\text{Cs}$  的实验结果显著比 Rao 的低,差别甚至达 2—3 个数量级。引起如此之大差别的原因还不清楚,而且也没有同样的数据可进行比较。为了得到正确的实验结果,本工作采用的特征  $\gamma$  线经过仔细挑选,测量时间也根据有关核素半寿命作了合理安排,以避免其他同位素可能存在能量相接近的  $\gamma$  线的叠加而引起产额偏大。对于某些核素,我们尽量利用两条或更多的  $\gamma$  线计算产额以保证  $\gamma$  谱分析的可靠性。而且事实上,若干独立产额和某些累积产额是根据同一  $\gamma$  谱处理得到的。例如  $^{112}\text{Ag}$  和累积产额  $^{113}\text{Ag}$ ;  $^{130}\text{I}$  和  $^{135}\text{I}$ ;  $^{134m}\text{Cs}$ ,  $^{135m}\text{Cs}$  和  $^{136}\text{Cs}$ ; 以及  $^{136}\text{Cs}$  和  $^{137}\text{Cs}$ 。本工作得到的  $^{113}\text{Ag}$ 、 $^{135}\text{I}$ 、 $^{137}\text{Cs}$  和  $^{138}\text{Cs}$  的累积产额分别为 1.44、4.45、4.91 和 5.59,它们均和文献值或质量分布一般趋势相接近。另一方面,中子引起重核的低能裂变中,初级碎片是非常丰中子的。可以预期,接近  $\beta$  稳定线的屏蔽核的独立产额应该非常低。作为一个例子,表 3 列出了 14 MeV 中子引起一些重核裂变时实验测定的  $^{96}\text{Nb}$  的分独立产额。根据  $^{96}\text{Nb}$  的分独立产额和靶子的  $Z$  以及  $N/Z$  的系统性,可以看到本工作得到的  $^{96}\text{Nb}$  分独立产额是能被预期的,而 Rao 等人的值显然太高。

表 3 14 MeV 中子引起若干重核裂变时  $^{96}\text{Nb}$  的分独立产额

靶核	Z	N/Z	分独立产额	文献
$^{232}\text{Th}$	90	1.58	$1.7 \times 10^{-2}$	[2]
$^{232}\text{Th}$	90	1.58	$3.3 \times 10^{-3}$	本文
$^{233}\text{U}$	92	1.53	$4.1 \times 10^{-3}$	[24]
$^{234}\text{U}$	92	1.54	$1.54 \times 10^{-3}$	[24]
$^{235}\text{U}$	92	1.55	$7.4 \times 10^{-4}$	[24]
$^{236}\text{U}$	92	1.57	$2.7 \times 10^{-4}$	[24]
$^{238}\text{U}$	92	1.59	$2.1 \times 10^{-3}$	[24]
$^{240}\text{Pu}$	94	1.55	$2.03 \times 10^{-3}$	[15]

表 1 给出的  $^{140}\text{La}$  的独立产额是一个上限,因为实验证明,我们采用的硝酸钍含有天然稳定的  $^{140}\text{Ce}$ ,通过  $(n, p)$  反应同样能导致生成  $^{140}\text{La}$ 。这个估计和电荷分布研究结果也相吻合(图 1)。

此外, Rao 等人测定的  $^{96}\text{Nb}$  分独立产额高达  $3.4 \times 10^{-2}$ 。该值显著偏离  $C = 2.0$ — $2.5$  的高斯曲线。他们把这个偏离归结于 40 个质子亚壳层对裂变产额的影响<sup>[2]</sup>。与此相反,在我们实验中,计算表明实验测到的  $^{96}\text{Nb}$  在误差范围内,完全产生于其母体  $^{96}\text{Zr}$  的  $\beta$  蜕变。因此不存在 40 个质子亚壳层对裂变产额影响的证据。

分独立产额和高斯电荷分布曲线拟合得到和先前对  $^{238}\text{U}$  裂变研究相类似的结果。得到的电荷分布宽度  $C = 0.80$ ,又一次显著低于 Rao 等人的 2.0—2.5 的值。宽度参数差别如此之大显然起源于实验测定分独立产额的不相符。因为我们测定的  $^{134}\text{I}$  的分独立产额比 Rao 的高,而  $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{134m}\text{Cs}$ 、 $^{135}\text{Cs}$ 、 $^{136}\text{Cs}$  的值却又低得多,结果必然导致我们得到的电荷分布要窄得多。本实验得到的电荷分布宽度和别处发表的大部份结果很好相符<sup>[21,25,26]</sup>。这个事实反过来也表明我们得到的分独立产额实验值是真实的。

在图 1 的电荷分布曲线上,  $^{82}\text{Br}$  的分独立产额低于电荷分布预期值,而  $^{112}\text{Ag}$  又明显大于预期值。这似乎表明对称裂变和非常不对称裂变的电荷分布规律不同于已经研究得

很好的高产额质量区的电荷分布。类似的结果在较早的一些工作中已被指出了<sup>[5,27]</sup>。例如,1965年Wogman用 $\alpha$ 粒子轰击 $^{237}\text{Np}$ 和 $^{239}\text{Pu}$ 。在复合核 $^{241}\text{Am}^*$ 和 $^{242}\text{Cm}^*$ 裂变中, $^{112}\text{Ag}$ 的独立产额总是偏高;而 $^{82}\text{Br}$ 和 $^{76}\text{As}$ 的独立产额偏低<sup>[27]</sup>。这个现象未得到任何解释。在14.8 MeV中子引起 $^{234}\text{U}$ 和 $^{236}\text{U}$ 裂变中,Nethaway指出,预期的 $^{96}\text{Nb}$ 和 $^{136}\text{Cs}$ 的独立产额和测量值符合得很好,但是预期的 $^{126}\text{Sb}$ 的产额比实验值低得多<sup>[28]</sup>。对称区的 $^{126}\text{Sb}$ 的高产额最近在 $\gamma$ 光子引起的韧致辐射裂变中再次得到证实<sup>[29]</sup>。1975年Flynn等人测定了热中子引起 $^{233}\text{U}$ 、 $^{235}\text{U}$ 和 $^{239}\text{Pu}$ 裂变中 $^{84}\text{Rb}$ 、 $^{86}\text{Rb}$ 和 $^{136}\text{Cs}$ 的独立产额<sup>[30]</sup>。发现 $^{136}\text{Cs}$ 和预期的电荷分布曲线相符;而 $^{84}\text{Rb}$ 和 $^{86}\text{Rb}$ 的分独立产额低于预期值。他们的解释是由于受反应 $Q$ 值的影响,分独立产额低于 $\sim 10^{-3}$ 的产物不服从高斯电荷分布曲线。更近些时候,Gäggel等人测定了热中子引起 $^{233}\text{U}$ 、 $^{235}\text{U}$ 、 $^{239}\text{Pu}$ 以及 $^{249}\text{Cf}$ 裂变中 $^{150}\text{Pm}$ 的独立产额<sup>[31,32]</sup>。如果采用 $C = 0.80$ 的高斯电荷分布函数,导出的经验最可几电荷 $Z_p$ 对恒电荷密度假设 $Z_{\text{UCD}}$ 的电荷迁移 $\Delta Z = Z_p - Z_{\text{UCD}}$ 大于一般可接受的大约0.5电荷单位。这表明很重的碎片是非常丰中子的。他们对非常不对称分裂得到的低产额的另一种解释是较窄的电荷分布宽度。

当然,非常不对称裂变,具有较大的电荷迁移引起最可几电荷 $Z_p$ 的变化可以解释非常不对称裂变反常低的独立产额。就象在本工作中,当用MPE-G方式计算时, $^{82}\text{Br}$ 的 $Z - Z_p$ 值为2.20(表4),使得 $^{82}\text{Br}$ 偏离拟合的高斯曲线。如果用ECD-G或UCD计算时,得到的 $Z - Z_p$ 值分别为2.73和2.91。结果将和一般得到的电荷分布曲线相符合。但是,最可几电荷的这种变化并不能解释对称区产物高的独立产额。因为正如表4指出的,对于对称区产物 $^{112}\text{Ag}$ ,3种电荷分布假设的计算结果彼此是十分接近的。而且可以推测,对称的质量分裂应该有对称的电荷分配。因此,用最可几电荷的变化来解释所有实验观察到的结果多少有些困难。一个可以解释这些实验事实的假设是高斯电荷分布宽度参数不是与质量数无关的。正如从图1看到的,对于对称裂变,电荷分布似乎有最宽的宽度;对于非常不对称裂变,宽度为最小。

表4  $^{82}\text{Br}$ 和 $^{112}\text{Ag}$ 的 $Z_p$ 和 $Z - Z_p$ 值

核素	A	$Z_p$			$Z - Z_p$		
		ECD-G	UCD	MPE-G	ECD-G	UCD	MPE-G
$^{82}\text{Br}$	82	32.27	32.08	32.80	2.73	2.91	2.20
$^{112}\text{Ag}$	112	43.71	43.67	43.77	3.29	3.31	3.23

类似的结果在重离子引起的熔合裂变中已经得到实验上的证实。Карамян首先指出,对称裂变有最大的电荷分布宽度,随着裂变不对称性的增加,宽度迅速下降<sup>[33]</sup>。晚些时候,Kratz等人用288 MeV  $^{40}\text{Ar}$ 离子轰击 $^{238}\text{U}$ 时得到同样的结果,并且指出这个趋势和液滴模型定性相符<sup>[6]</sup>。按照液滴模型,电荷分布宽度 $\sigma_z$ 为

$$\sigma_z = 1 / \frac{\partial E}{\partial Z} \approx \text{常数} \times \left[ A_1 \times \left( 1 - \frac{A_1}{A_c} \right) \right] \quad (3)$$

式中 $A_1$ 为初级裂变碎片质量, $A_c$ 为复合核质量,并且有 $C = 2\sigma_z^2$ 。对于对称裂变,即 $A_1 = \frac{1}{2} A_c$ ,宽度参数 $\sigma_z$ 为极大。随着 $A_1$ 偏离 $\frac{1}{2} A_c$ , $\sigma_z$ 就逐渐下降。从液滴模型导出

的电荷分布表达式,不但能定性地解释低能中子裂变中对称区和非常不对称区所观察到的分独立产额“反常”的实验结果,而且也能解释质量分布高产额质量区的电荷分布有相同的分布宽度这个早已证实了的实验事实。因为在双峰的高产额区,尽管产物质量数彼此是相当不同的,但它们有近似相同的裂变不对称性。应该指出,在中子引起裂变中,上述解释仅仅依赖于少数分独立产额的实验测定结果。因此,继续研究对称区和非常不对称区的电荷分布,积累更多的实验资料是必要的。有关工作正在我们实验组中进行。

## 五、结 论

在 14MeV 中子引起  $^{232}\text{Th}$  裂变的电荷分布研究中,实验结果可总结如下:

(1) 用核化学方法测定了  $^{82}\text{Br}$ 、 $^{96}\text{Nb}$ 、 $^{112}\text{Ag}$ 、 $^{130}\text{I}$ 、 $^{132}\text{I}$ 、 $^{134}\text{I}$ 、 $^{134m}\text{Cs}$ 、 $^{135m}\text{Cs}$ 、 $^{136}\text{Cs}$  的独立产额以及  $^{140}\text{La}$  独立产额的上限。大部份实验结果和 Rao 等人发表的不相符。

(2) 使用 Green 质量公式的最小位能假设可以最好地和高产额质量链上的分独立产额相关联。拟合的电荷分布宽度参数  $C$  为 0.80。该值显著低于 Rao 等人采用的 2.0—2.5 的值,但和别处发表的大部份低能裂变实验结果相一致。

(3) 以非常不对称裂变方式生成的  $^{82}\text{Br}$  和对称裂变产生的  $^{112}\text{Ag}$  偏离拟合的高斯电荷分布曲线。这似乎表明,对称裂变的电荷分布有较宽的宽度参数;而非常不对称裂变的宽度较窄。该结果能用液滴模型定性解释。

(4) 实验测定的  $^{96}\text{Nb}$  完全来自它母体  $^{96}\text{Zr}$  的  $\beta$  蜕变。因此不存在 40 个质子的亚壳层对裂变产额有影响的证据。

作者感谢美国布鲁克海文国立实验室朱永毅教授的有益讨论和宝贵意见。对本所高压倍加器组协助进行中子照射和通量监察,高秀林、胡松樵、赵之正和孙相富在 Ge(Li) $\gamma$  谱仪调试、维修和使用中给予的各种帮助,谨致谢意。

## 参 考 文 献

- [1] 李文新等,核化学与放射化学,2(1980),9.
- [2] S. A. Rao, *Phys. Rev.*, C5(1972), 171.
- [3] S. A. Rao and P. K. Kuroda, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 35(1973), 1443.
- [4] A. C. Wahl et al., *Phys. Rev.*, 126(1962), 1112.
- [5] A. C. Wahl et al., in *Proceeding of the Second International Symposium on the Physics and Chemistry of Fission*, Vienna, p. 813, 1969.
- [6] J. V. Kratz et al., *Phys. Rev.*, C13(1976), 2347.
- [7] J. L. Galinier and L. Yaffe, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 39(1977), 1497.
- [8] Li Wnxin et al., *Proceedings of the International Conference on Nuclear Physics* (Aug. 24—30, Berkeley, California), p. 928.
- [9] 中国科学院近代物理研究所核化学组,高能物理与核物理,2(1978),343.
- [10] F. L. Moore, *Anal. Chem.*, 27(1955), 70.
- [11] D. L. Swindle et al., *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 33(1971), 651.
- [12] 核素图表编制组,“核素常用数据表”,原子能出版社,1977.
- [13] I. Binder et al., LBL-6515 (1977).
- [14] K. F. Flynn et al., ANL-7749 (1970).
- [15] D. R. Nethaway et al., *Phys. Rev.*, C16(1977), 1907.

- [16] A. E. S. Green, *Phys. Rev.*, **95**(1954), 1006.  
 [17] G. Friedlander et al., "Nuclear and Radiochemistry", John Wiley and Sons, Inc., New York, London, Sydney.  
 [18] H. B. Levy, *Phys. Rev.*, **106**(1957), 1265.  
 [19] C. D. Coryell, *Annu. Rev. Nucl. Sci.*, **2**(1953), 305.  
 [20] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, In Proc. and Inter. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy, **15**(1958), 284.  
 [21] H. O. Denschlag and S. M. Qain, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **33**(1971), 3649.  
 [22] S. C. Burnett, *Phys. Rev. Lett.*, **21**(1968), 1350.  
 [23] L. H. Gevaert et al., *Canadian J. of Chem.*, **48**(1970), 641.  
 [24] D. R. Nethaway and B. Mendoza, *Phys. Rev.*, **C6**(1972), 1827.  
 [25] K. Wolfsberg, *Phys. Rev.*, **137**, **4B**, (1965), 929.  
 [26] J. P. Bocquet et al., *Nuclear Physics*, **A189**(1972), 556.  
 [27] N. A. Wogman, *Phys. Rev.*, **152**(1965), 1088.  
 [28] D. R. Nethaway and B. M. endoza, *Phys. Rev.*, **C6**(1972), 1821.  
 [29] E. Jacobs et al., *Phys. Rev.*, **C21**(1980), 237.  
 [30] K. F. Flynn and L. E. Glendenin, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **37**(1975), 869.  
 [31] H. Gaggeler et al., *J. Inorg. Nucl. Chem.*, **38**(1976), 205.  
 [32] H. Gaggeler and H. R. Von Gunten, *Phys. Rev.*, **C17**(1978), 172.  
 [33] C. A. Карамян и др., *Ядерная Физика*, **9**(1969), 715.

## CHARGE DISTRIBUTION IN THE FISSION OF $^{232}\text{Th}$ BY 14MeV NEUTRON

LI WEN-XIN SUN TONG-YU SUN XIU-HUA ZHANG TIAN-MEI  
 ZHENG MAN-JIAO DONG TIAN-RONG FU MING  
 (Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

### ABSTRACT

Independent yields of  $^{82}\text{Br}$ ,  $^{96}\text{Nb}$ ,  $^{112}\text{Ag}$ ,  $^{130}\text{I}$ ,  $^{132}\text{I}$ ,  $^{134}\text{I}$ ,  $^{134m}\text{Cs}$ ,  $^{135m}\text{Cs}$ ,  $^{136}\text{Cs}$  and upper limit of independent yield for  $^{140}\text{La}$  in the fission of  $^{232}\text{Th}$  induced by neutrons of 14 MeV were determined with nuclear chemistry techniques. The correlation of the fractional independent yields in the high yield mass chains with a Gaussian curve of charge distribution has been investigated using various mass formulae and charge distribution hypotheses. The results indicate that the hypothesis of minimum potential energy with a shell-effected mass equation gives the best fit to the data. The width parameter  $C$  of the charge distribution is found to be 0.80. The large deviations of  $^{82}\text{Br}$  and  $^{112}\text{Ag}$  from the Gaussian curve seem to show that the low yield in very asymmetric fission can be attributed to a narrower width of charge distribution, whereas the high yield in symmetric fission may correlate with a wider width. The trends have been explained qualitatively in terms of a liquid drop model.

There is no evidence for 40-proton subshell effect on the fission yield.