

由 ^{58}Fe 和 ^{209}Bi 融合后的相关衰变过程得到的109号元素的证据

G. Münzenberg等

(接上期第38页)

4. 讨 论

在这一节里要阐明,从观察到的第一个 α 粒子的能量和时间间隔(图5)这两个方面来说都与对109号元素的一个同位素的预言相一致。从一个所观察的事件可以引出16微微巴的生成截面(见图6)。可是很清楚,仅有的这三个事实,虽然是必要条件,但还不足以令人信服地确认新的109号元素。还有,这个截面是从仅有的一个事件得出的,并且是在5.15MeV/核子的入射能量下扫描5MeV的间隔给出的,具有相当大的统计不确定性,这种不确定性可以表示为对2.8微微巴到53微微巴的间隔来说具有68.3%的可信

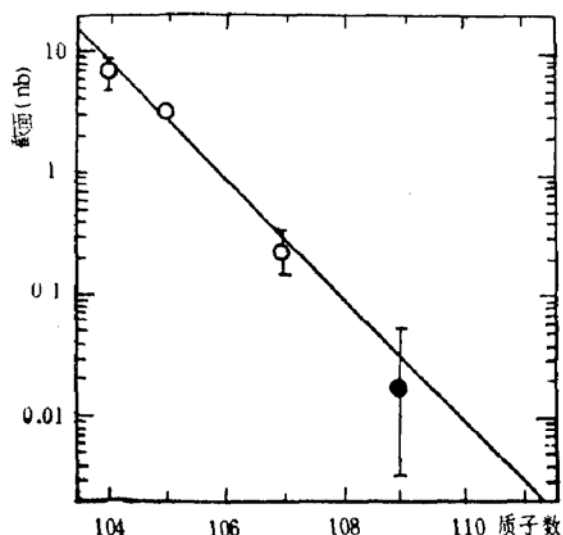


图6.在SHIP实验上看到的1n道的最大产额误差棒相应于68%可信度的间隔,并没有包括SHIP透射的不确定性。直线表示用最小二乘法的拟合,拟合中没把109号元素的截面包含进去。

参 考 文 献

1. G. Gamov *Z. Phys.* 51 (1928) 204; 52 (1929) 496
R. Gurney, E. Condon *Nature*, 122 (1928)439; *Phys. Rev.* 33, (1929)127
2. W. T. H. Van Oers et al. *Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reaction* (1978)
3. A. Arima *ibid* P1-34
4. F. Iachello, *Nucl. Phys.* A396 (1983) 253.
F. Iachello, A. D. Jackson, *Phys. Lett.* 108B (1982) 151
5. F. Stephens et al. *Phys. Rev.* 96 (1954) 1568; 100 (1955)1543
6. K. Alder et al. *Rev. Mod. Phys.* 28 (1956) 432
7. 顾金南 *Proc. of workshop on Nucl. Coll. States Suzhou* (1983) 44
8. M. Gai et al. *Phys. Rev. Lett.* 51 N8 (1983) 646
9. J. Jänecke et al. *Phys. Rev.* c26 (1982) 405; *Phys. Rev.* c23 (1981) 101
10. G. A. Leander, R. K. Sheline, *Nucl. Phys.* A388 (1982) 452

度,而对0.4微微巴到89微微巴的范围具有95%的可信度[20]。因此在这一节中我们将详细讨论解释图5中所看到的事件链时所依据的事实和论据,说明这个链是由至今所知的最重的同位素 $^{266}109$ 起始的。

我们分几个步骤来说明它的特性。第一步我们说,在我们的实验条件下,事件链不可能是信号的偶然关联,而一定是一个真的衰变事件。下一个论据是能使我们说明所观察到的不稳定核来自熔合或至少是准熔合反应机制,而不是来自大质量转移反应。一旦这一点肯定了,第三步就是从估算的复合系统的激发能考虑,蒸发余核在能量上是可能的。第四步是根据最后两步的衰变特征(见图5)把仅从能量守恒的证据得出的十二种 $Z \geq 106$ 的可能的同位素限制到五种,即 $^{265}108$ 和 $^{264-267}109$ 。剩下的五个同位素都是新的元素序号,没有一个可用纯粹的核谱学的证据来完全排除。用更普适的蒸发理论和以前的重元素合成的实验中,我们看到从 $3n-$, $\gamma-$, 和 (pn) 退激道中产生同位素 $^{264}109$, $^{267}109$ 和 $^{265}106$ 的几率要比 $^{265}109(2n)$ 和 $^{266}109$ 小得多。最后根据衰变链的时间特征选择了 $^{266}109$ 。

4.1 事件链不是信号的偶然关联

我们先给出计数率,这对于估计偶然相随的几率是重要的。

a) 先在有效质量253到279的范围中寻找真的熔合产物,它相应于围绕期望质量266的质量响应函数的半极大处的全宽度。总共记录了288个事件,相当于大约每小时一个事件的计数率。

b) 来自109号元素同位素的全能 α 粒子预期在10—12MeV的能量范围内。约每小时记录一个这样的两次束流脉冲间隔内的事件。

c) 一半以上的向后半球发射的 α 粒子预期落在1—3MeV的无结构的能区内。在两次束流脉冲之间约每75秒有一个这样幅度的信号。

d) 在250小时的测量时间内,在两次束流脉冲间隔内观察到一个能量大于90MeV的自发裂变事件。

e) 一对来自真的衰变链的信号要求在同一探测器 $\pm 0.8\text{mm}$ 位置窗内,这将偶然的相关计数率减少了 F_P 倍,我们估计 $F_P = 50$ 。

从这些计数率的数据,我们可以得到产生偶然信号对的几率,第一个先行信号表示具有正确的有效质量的入射核,第二个信号表示在测量的时间间隔 t 内(图5),具有平均计数率为 γ 的衰变过程。对小概率的情况,简单地得到 $N \cdot \gamma \cdot t$,这里 N 是先行信号数,对两个 α 粒子和裂变信号分别为:

$$P_{\alpha_1} < 10^{-6}$$

$$P_{\alpha_2} < 2 \cdot 10^{-3}$$

$$P_f < 10^{-4}$$

具有上述能量和时间特征的两个“衰变”信号随机地并以任意次序地跟随着同一“入射核”的信号的几率 $< 2 \cdot 10^{-18}$ 。这个数比 $P_{\alpha_1} \cdot P_{\alpha_2} \cdot P_f$ 的乘积小 $(1/N)^2$ 倍。对于关联的衰变链的统计意义的更详细的考虑,我们建议参考文献[20]。完全确切地将事件链解释为一个真的衰变级联的几率是极其小的。除此之外,我们指出到每一对信号本身都有一定的意义。另外,再考虑到信号的高度,我们的结论是已经观察到一个非常重的核,这个核至少通过发射两个 α 粒子的衰变,然后发生裂变。

4.2 观察到的核是 $Z \geq 104$ 的类熔合反应的产物。

从观察的裂变事件的时间间隔可以以99.9%的几率得出裂变的半衰期小于2.5小时。在裂变以前,至少发射了两个 α 粒子。因此,剩下的子核的可能的最大中子数是 $N = 154$ 。

用已知的基态自发裂变半衰期的系统性(见文献[22]),我们得到裂变核的元素序数 $Z \geq 100$,因此,在链开始时,母核的 $Z \geq 104$ 。假如产生了质量数 $A < 239$ (已知最轻的 C_f 同位素)的迄今未知的缺中子锕系同位

素或者观察到一个 β 延迟裂变放射性的话,可以想像,那么就可能观察到 $Z < 100$ 的短寿命的自发裂变同位素。假如 $Z < 100$,可以预料 β 延迟裂变也只限于相当缺中子的同位素: $A \leq 244$ (Es), 239 (Cf)、238 (Bk)、233 (Cm)、232 (Am)。在百分之几的水平上,实际上已经发现Am同位素有百分之几的 β 延迟裂变。我们认为上述这些同位素的 α 母核,相应地为 $A \leq 252$ (Lr)、247 (No)、246 (Md)、241 (Fm)和240 (Es)等。所有这些都越出了目前已知的同位素范围,而且期望的基态 α 跃迁的典型能量是 ≤ 9 MeV,而不是所观察到的11.1 MeV。在低裂变位垒(≤ 5 MeV)的区域中,激发能 > 2 MeV的同质异能态预期能发生自发地裂变,其半衰期大大地小于所观察到的5毫秒。

在这些纯粹的核谱学的论证之后,我们认为所合成的核最多只能比复合核($Z = 109$)少5个电荷,和至少要离靶核($Z = 83$)有21个单位。我们将简单地讨论本实验中很低质心能时的大质量转移反应($\Delta Z \geq 21$)的极少的可能性。

在这方面,值得提醒的是速度滤波器SHIP是用来对慢的熔合产物进行高灵敏度的运动学选择的。然而,正象在图4中可看到的,在SHIP后面我们观察到的类靶核相对于 ^{209}Bi 来说电荷变化 $\Delta Z = 1$ 到4,中子数变化 $\Delta N = 1$ 。在最显著的 α 峰中观察到大约100个计数,约相当1毫微巴的截面。从最近的库仑位垒附近重离子引起的转移反应的研究[8, 25, 26]看,假如相应的类靶核对于裂变是相当稳定的话,那么将 $\Delta Z \leq 4$ 的真实的截面估计为0.1毫巴或更高一些似乎是合理的。我们再总结一下,在这个反应中SHIP将准弹性转移道至少抑制了五个量级。在SHIP后面观察的转移反应产物尽管是在滤波器的速度窗之外(也许也在角度窗的外面)但竟然还能在SHIP后面观察到,这只能用在靶子中的多次散射过程和速度过滤器的张角来解释。

对所有来自直接反应机制的产物,虽然抑制因子不一定与 ΔZ 或 ΔN 无关,但可以预期它仍将是很高的。假如导致 $Z \geq 104$ 的产物的重要机制是大质量转移($\Delta Z \geq 21$),而对这些产物尽管有抑制因子的作用,但还可以在SHIP后面以这样的几率观察到的话,那么对 $Z = 15$ 到19导致的同位素Cf和No来说应该能看到更高的计数率,因为这样的反应过程的截面随 ΔZ 变小而急剧上升,而重的出射反应产物对裂变将变得越来越稳定。

我们研究了这些元素($Z = 98$ 到102, $A = 240$ 到254)的典型的衰变序列,并不能确切地鉴别出任何一种这样的序列。典型地举例,我们没有发现 ^{261}No ($E_\alpha = 8.60, 8.6^8$ MeV, $T_{1/2} = 0.8$ 秒)或 ^{262}No ($E_\alpha = 8.42, 8.37$ MeV, $T_{1/2} = 2.3$ 秒)这样的产物。尽管如 ^{244}Fm 那样的典型的“大质量转移”产物[27]有一个相当大的自发裂变分支,但正如前面所指出的那样,在整个实验中只观察到了一个裂变事件。我们得出结论:即使在紧靠位垒时,在我们的实验条件下也不能在速度过滤器的后面观察到大质量转移($\Delta Z > 15$)。总之,论证到这个阶段我们坚持认为图5中的事件序列必须是由一个导致 $Z \geq 104$ 的蒸发余核的熔合过程形成的。

4.3 12个能量上允许的蒸发余核

取几个质量公式[18, 19, 28]的平均值,复合核的激发能是 21.8 ± 2.5 MeV,这里这个不确定性表示弹核在穿越靶核时的能量弥散,而这个能量值本身又有一个约1 MeV的系统误差。考虑由[18]得到的中子、质子和 α 粒子的分离能,和从蒸发计算保守地估计的质子和 α 粒子的库仑位垒能量,可以得到12种不同的蒸发余核,显示在图7中,它们在能量上都是允许的,当然,根据计算,它们的形成几率是十分不同的。这些同位素共同特征是 $Z \geq 106$,图中标明最多发射三个瞬发粒子。在没有裂变竞争的情况下,从给定的激发能可以预期最可能的过程是两个粒子的发射,中子可能优先。裂变竞争能够而且

$^{264}_{109}$? $3n$	$^{265}_{109}$ 0.16 $2n$	$^{266}_{109}$ 1 n	$^{267}_{109}$? γ
	$^{264}_{108}$ 3.6×10^{-6} $p2n$	$^{265}_{108}$ 0.24 pn	$^{266}_{108}$ 1.3×10^{-6} p
$^{261}_{107}$ 3.3×10^{-3} $\alpha 2n$	$^{262}_{107}$ 9.2×10^{-5} αn	$^{263}_{107}$ 3.8×10^{-3} α	$^{265}_{107}$ 1.0×10^{-3} $2p$
	$^{262}_{106}$ 3.3×10^{-4} αp		

图7.能量上允许的退激道。图中标出了能观察到的链的最后两步(图5)的可能性的上限,它是从同位素 $^{266}_{109}$ 的可能性来归一的。

表1.在计算图7中的相对几率时所用的 β 半衰期 $T_{1/2\beta}$, α 衰变的分支比 b_α 和自发裂变的 b_f 值的估算极限和未发表的数据。

a) 估算值

同位素	$T_{1/2\beta}/S$	$b_\alpha/\%$	$b_f/\%$
$^{261}_{107}$	>0.60		
$^{260}_{106}$	>7.0	<2.6	
$^{261}_{106}$	>3.7		
$^{262}_{106}$	>20	<1.0	
$^{256}_{104}$	>30		
$^{258}_{104}$	>80	<10	
$^{258}_{103}$			$<10^a$
$^{255}_{102}$			$<0.1^a$
$^{257}_{102}$			$<3^a$

b) 没发表的数据

同位素	$T_{1/2}/S$	$T_{1/2\beta}/S$	$b_\alpha/\%$	$b_f/\%$
$^{257}_{105}$	$1.4^{+0.6}_{-0.4}$			$<43^b$
$^{258}_{105}$	$4.35^{+0.85}_{-0.61}$	~ 13		$32^{+9}_{-5}^b$
$^{256}_{104}$			$<3^d$	
$^{257}_{104}$				$<2.4^c$

a. 由邻近同位素的半衰期来估计的。

b. 文献21 c. 文献35 d. 文献36

必定会改变这样的结论,将会减小发射粒子的平均数。我们小心地运用蒸发理论,在可能情况下还运用核谱学的论据来减少对所观

察到的衰变链的各种可能的选择。

表2.产生104、105、107元素的实验中在SHIP上观察到的来自 xn -产物的 α 衰变和自发裂变的总数。没有鉴别 p 或 p, xn 道的衰变。

反应	事件数
$^{50}_{Ti} + ^{208}_{Pb} \rightarrow ^{258}_{104}^*$	90
$^{50}_{Ti} + ^{209}_{Bi} \rightarrow ^{259}_{105}^*$	148
$^{54}_{Cr} + ^{209}_{Bi} \rightarrow ^{263}_{107}^*$	6

4.4 根据纯粹的核谱学论据进行的选择

择

基于已知的或保守地估计的衰变特性,关于几率的有力论据可以把图7中的12种情况排除掉7种。

单位时间的几率,就是一个衰变常数为 λ 的核素在它形成以后的 t 时刻被观察到的衰变几率是 $\lambda e^{-\lambda t}$ 。对于一个特定的衰变模式, $\beta/EC, \alpha$ 或裂变,它还必须乘上相应的分支比 b_β, b_α, b_f 。举例来说,在图5中假设的衰变途径,可由下述几率函数来决定。

$$L_{123} = b_{\alpha_1} \lambda_1 e^{-\lambda_1 t_1} \cdot b_{\alpha_2} \lambda_2 e^{-\lambda_2 t_2} \cdot b_{\beta_3} \lambda_3 e^{-\lambda_3 t_3} \cdot b_{f_4} \equiv b_{\alpha_1} \lambda_1 e^{-\lambda_1 t_1} \cdot L_{23}$$

上式相应于两个 α 粒子发射(α_1 在时间间隔 $t_1 = 5$ 毫秒以后, α_2 在时间间隔 $t_2 = 22$ 毫秒以后),和一个没观察到的电子俘获过程(核素3, $^{258}_{105}$),在核素3的特征时间间隔 t_3 以后跟随着裂变(核素4, $^{258}_{104}$)。由于完全没有数据,不能对图7中的所有同位素切合实际地估计 L_{123} 中的第一步。因此在上式里已经把 L_{23} 分离出来了,用它而不是用 L_{123} 来对各种可能的衰变途径进行比较,所有这些途径都是以图7中的一个作为母核开始的。比较的结果在图7中是以相对于最可几同位素 $^{266}_{109}$ 的 L_{23} 值之比来表示的。可以看到,除了 $^{265}_{108}$ 以外,所有 $Z < 109$ 的同位素的可能性都至少要小两个量级。请注意,在图7中对 $3n$ 和 γ 道没有标出数值,这是因为完全没有有关的核谱学数据,不可能现实地估计 L_{23} 值。

对 L_{23} 值的计算指出下列几点。我们有足够的核谱学去得到 $^{266}109$ 同位素的合理的精确的 L_{123} 值。我们假设 $b_{\alpha 2} \sim 1$, $b_{\beta 3} \sim 0.3$, 和 $\lambda_3 = (\ln 2/4.4) \text{秒}^{-1}$ [21]。由图5可见, 没有观察到 α_2 的全能量。在文献[4]中, 我们已经报导了与同位素 $^{262}107$ 相关的能量为10.38 MeV和9.7 MeV的两组 α 跃迁。它们的半衰期是不同的。对 $t_2 = 22$ 毫秒, $(\lambda_2 e^{-\lambda_2 t_2})$ 的值大致上是与半衰期为1.7毫秒和115毫秒时的值相同。

对以不同母核为起点的所有的衰变途径, 我们采用一切可能的文献数据[29—31], 并且保守地估算了 L_{23} 值, 这就是说, 当有关的分支比或半衰期存在不确定时, 我们常常倾向于选用较大的 L_{23} 值。因此与 $^{266}109$ 相反, 在图7中表示的所有比率都是上限。特别是, 假如在第二步中不知道半衰期, 我们选用 $\lambda_2 = (1/0.022) \text{秒}^{-1}$, 因为 $\lambda_2 e^{-\lambda_2 t_2}$ 作为 λ_2 的函数, 在 $\lambda_2 = 1/t_2$ 和 $t_2 = 22$ 毫秒时有一个极大值。我们也考虑了没被观察到的 β 衰变的重要可能性。对 β 半衰期的极限, 我们用文献[18]中的 Q_β 值和文献[32]中的Takahashi理论或文献[33]中的表, 并且选用两个半衰期中的最短的。为了保险和得到 L_{23} 的上限, 把得到的半衰期除以3。在自发裂变的半衰期估算中, 我们采用了Randrup等的宏观惯性质量的计算方法[22]。这些计算再现了104同位素的半衰期并且预言了106号元素的比较长的自发裂变的半衰期, 对包含偶-偶核的链倾向于增大 $b_{\alpha 2}$, 和 L_{23} 值。对主要是发生自发裂变的104和106元素的偶-偶核同位素的 α 衰变分支的上限是用文献[19]的 Q_α 值按Rasmussen[34]的方法计算的。核谱学的极限估算和在已发表的文献中没有的数据, 现列在表1中。

结束这一节时, 我们说明有关的核谱学的证据以合理的统计意义排除了四种109元素的同位素和一个pn道的108元素的同位素以外的所有同位素的可能性。而剩下的这些同位素都表明我们发现了一种新的元素。

4.5 排除pn道

由 $^{265}108$ 起始的链的 L_{23} 值的上限大约只是 $^{266}109$ 值的四分之一。要提醒的是这个极限中包含着对pn道用了各种最佳假设: (1) $b_{\alpha 2} = 1$, (2) $\lambda_2 = (1/22) \text{毫秒}^{-1}$, (3) $b_{\beta 3} = 0.024$ 。选取 λ_2 的值假想的中间核 $^{261}106$ 达到最大的几率, $b_{\beta 3}$ 值是Bemis[35]得到的上限。这个极限与我们合成 $^{267}104$ 的实验是不矛盾的, 在实验中没有发现这个同位素的自发裂变[36]。排除这个 $^{265}108$ 起始的链的进一步的证据来自截面的系统性。我们曾经在许多类似于现在的实验的形成复合核 $Z = 104, 105$ 和 107 的熔合反应中寻找过p, xn道。在这些研究中我们没能鉴别出任何p, xn道的产物, 相反, 在表2中给出了在相同的反应中观察到的xn事件的总和。我们的结论是在包含有重弹核的这些反应中, p, xn道的几率至少要小一个数量级。在杜布纳进行的更为广泛的研究中也独立地得到了非常类似的结论[37]。我们进行的蒸发理论计算倾向于认可这个发现: 即质子及 α 粒子等带电粒子的发射几率至少要比中子发射小一个数量级。假如将这个结论推广到现在的系统, 我们认为形成108号元素的pn道的可能性差不多要小接近两个数量级。

4.6 排除3n和 γ 退激道

不能以核谱学的理由来排除3n或 γ 道, 因为相应的衰变链联系着一系列的核素(从 $^{264}109$, $^{260}107$, $^{256}105$; 相应地得到 $^{267}109$, $^{263}107$, $^{259}105$)。所有这些核子都是不知道的, 预期其性质也不能说是与我们的观察不符。在这两种情况下, 他们的低的相对形成的几率是排除他们的很好的理由。

让我们由3n道开始。考虑相应于入射核能量的复合核的最大激发能 E^* 为25 MeV, 用文[8]中的中子分离能的和, 得到只有1.7 MeV分配给所有的三个中子的动能和 γ 射线总能量, 由估计的 0.9 ± 0.1 MeV的初始核温度来看这是相当小的能量。蒸发计算肯定了这一点。假如 $E^* < 25$ MeV甚至在裂变

竞争的情况下，计算预言了 $3n$ 截面要小 N 个数量级。在我们的情况下，有强烈的裂变竞争，这将进一步增加 $2n/3n$ 截面比。

在有强的裂变竞争情况下，要排除 γ 或辐射俘获道更困难一些了。最低的激发能大约接近于 20MeV 。假如假设只有小的角动量 ($<20\hbar$) 贡献于蒸发余核，从简单的能量考虑和更精确的蒸发计算可以得出在没有裂变时这个能量早已大大高于一个中子发射的最可几的能量了。在没有裂变时，预期对 $E^* > 20\text{MeV}$ 的辐射俘获截面也要小几个数量级。然而，裂变的存在可以改变这种平衡。

由于不知道如裂变位垒高度和 γ 强度参数等基本参数，在目前还不能作出对这个效应的令人信服的估计。我们已经在研究重元素的其他实验中寻找过俘获道，想发现在相当激发能下有关这个稀有的反应道几率的线索。我们发现在入射能为 4.75MeV /核子的 $^{50}\text{Ti} + ^{209}\text{Bi} \rightarrow ^{259}105^*$ 反应中的一个相关的衰变链，这个链可能被解释为由复合核开始的。

可是就在这样的辐照下，至少有50个 α 衰变应属于 $1n$ 道，说明这个道比可能的 γ 道优先近两个数量级。另外，激发能约比目前的情况高 5MeV 这个事实说明应该进一步减少 γ 道的竞争能力，因此，我们放弃了这个反应道。

4.7 最后的选择：导致 $^{266}109$ 的 $1n$ 反应

对所观察的事件链的候选者只剩下质量为265和266的109元素的两种同位素了。正如在图7中所标明的，从核谱学的考虑得出的统计证据至少以六倍的优势有利于选取导致 $^{266}109$ 的 $1n$ 反应。很值得仔细地看一下对 $2n$ 道的 L_{23} 的计算我们用 t_{21n2} 作为核 $^{261}107$ 的半衰期，这个值使这个链的第二步取最大几率。在文[31]中断言观察到的一个半衰期为(1—2)毫秒的自发裂变活性是与同位素 $^{261}107$ 有关的。假如这个指定是正确的话，那就排除 $2n$ 道，因为它要把 L_{23} 值又减小两个数量级。对 $2n$ 道的子核 $^{267}105$ 裂变分支比，

我们选为43%，这是对核的上限值。而我们从实验上确定的最可几值[21]只有14%，这样就把 L_{23} 的值减小了三倍。

还应当指出，由观察发射两个 α 粒子的衰变链的起始核看来， $1n$ 要比 $2n$ 优先，这是对已知的基态和同质异能态的自发裂变半衰期的存在有规则的奇粒子效应。奇-奇核 $^{257}\text{E}^{\text{S}}$ 的裂变半衰期比按奇质量核的趋势估计的值[38]至少大五个数量级。类似地，裂变同质异能素的数据表明，奇粒子核的裂变障碍要比偶-偶核中的一般趋势约大三个数量级[39]。自发裂变半衰期计算[22, 40]是很不确定的，特别在包括有奇粒子因子时，更是这样[40]，这使我们目前还不能从理论上预言在 $N = 156$ 附近的109号元素的同位素的裂变分支是否是大的 ($\gg 1\%$)。从有点不太精确的实验证据，即 $N \geq 152$ 的105号元素的同位素有相当大的裂变分支[29, 30]，可以预料对109号元素的相应的同位素来说，裂变应该说是重要的衰变模式，因为随着 Z 的增加裂变可能性一般也趋向于增高。在这种情况下，由于刚刚提到的裂变障碍效应的存在，奇质量同位素 $^{265}109$ 的 α 分支比应该比奇-奇核 $^{266}109$ 的要小。因此，同位素 $^{265}109$ 和同位素 $^{266}109$ 的“全”几率 L_{123} 之比将小于图7中所估计的“部分”几率 L_{23} 之比。目前还不能对这个效应作比较精确的定量估计。

从蒸发理论的论据出发不能可靠地判断究竟有利于那一个反应道。然而，我们关于生成100[42]，104，105[3]和107[4]号元素的数据清楚地说明随着复合核 Z 的增加， $1n$ 道的重要性也在增长。虽然它并不能证明我们的观点，但这还是进一步支持了能作为我们最后选择具有图5的衰变链的同位素 $^{266}109$ 的基础的核谱学的论据。

对于这个链还有另外两个尚未利用的信息可供研究，1) 与裂变事件相联的(232 ± 10) MeV的能量，2) 第一个 α 粒子的能量和时间间隔。

1) 从非对称裂变重铀系核的系统性

[14], 可以得到预期的 $^{258}104$ (见图5)的裂变平均总动能是 (209 ± 5) MeV, TKE的标准涨落是15 MeV[14]。在这个特定的事件链中, 假如测到的是两个碎块的总能量的话, 则观察到的较高TKE还是与预期的值相一致的。如前面指出的, 这样的几率为50%。也就是所观察的脉冲幅度是与应用同样的实验装置观察 ^{50}Ti 炮弹轰击 ^{209}Bi 合成的 $^{258}105$ 核产生裂变时的脉冲幅度分布是相符的[21]。

2) 第一个 α 粒子的 (11.10 ± 0.04) MeV的高能量是形成很高Z的同位素的一个重要线索。我们把相应的 Q_α 值和现有的在 $N = 155$ 的核中观察到的最突出的 α 跃迁的 Q_α 值画在图8中[29, 30]。大体上除了100, 102号元素外, 还不知道那种跃迁是基态跃迁。因此基态的 Q_α 值只有约0.3 MeV的精度。图上我们也给出了两种预言的结果。a) Liran和Zeldes的半经验多参数近似[18], 这种近似对 $Z = 100$ 和102的核正好非常接近基态 Q_α 值, 然而对 $Z = 104$ 到106的核不相符合, 而最后可能有些偶然地又和我们的 $Z = 109$ 的点相交。b) Moeller和Nix的计算(在图中的实线), 这在理论上也许是更有意义的。因为可以微观地看到壳效应。对 $Z = 108$ 和109时标志的误差棒表示在较轻元素的跃迁中看到的典型的数据分散范围。因为理论曲线基本上穿过了从 $Z = 100$ 到106的点, 而明显地落在 $Z = 109$ 的实验值的下面, 也许这一点是值得注意的。这有两种可能的解释; 一是最重元素的稳定性比预言的要小, 或者认为观察到的跃迁是激发的(~ 0.5 MeV)同质异能态的跃迁。这里有趣的指出, 假如认为跃迁是同位素 $^{265}108$ (而先讨论的 pn 道) 那么会导致和Moeller—Nix预言的更大的偏离。相应的状态的激发能至少有1 MeV。而它的偶Z、奇质量的特征使它应该更可能是一个短寿命($\ll 1$ mS)的自发裂变态, 这与我们的观察结果是相反的。

如前所说, 3.5 mS的最可几半衰期具有相当的不确定性, 因为只看到一个事件。与

用同样方法[34]得到的所有 $N = 157$ 的核的已知的[29, 30] α 跃迁值的系统比较, 可以得出 α 的障碍因子粗糙的为60, 这也有相当大的不确定性。然而, 它能够说明, 对于重型核的 α 跃迁这个障碍值是不奇怪的。

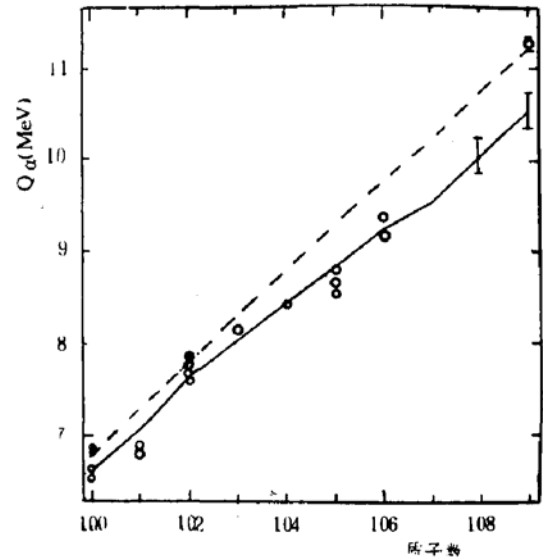


图8 $N = 157$ 的同中子异能素的 Q_α 值 Moeller—Nix (实线和Liran—Zeldes (虚线)的预言和实验数据(圈点)进行了比较。已知的基态跃迁用黑点表示。对108和109号元素预言的误差棒给出了实验上观察的某些同位素的跃迁值的典型分散范围。

5. 结 论

在这个工作以前, 已知的最重元素是107号元素, 在文[4]中它是通过向已知轻元素的 α 级联衰变的观察而毫不含糊地指定的。在这个工作中, 我们介绍了一个实验, 通过 ^{58}Fe 来辐照 ^{209}Bi , 我们把对于现有核的知识延伸了两个电荷单位, 到了109号元素。在250小时的束流时间和总的 7×10^{17} 的剂量辐照以后, 只发现了一个事件, 我们把它解释为来自 $^{266}109$ 同位素的衰变。

为了作这样的指定, 对所观察到的关联信号链的可靠性进行了合理的统计分析——得到重质量的蒸发余核, 在mS量级时间内发射两个 α 粒子, 最后发生自发裂变——在

必要时我们对这个链的讨论中还使用了没有什么争议的核谱学的假设。我们根据可能性的论证来“证实”109号元素。虽然我们相信这些证据是令人信服的，但至少有两个特征是不足的：1) 类似于所引用的107号元素的实验， α 衰变是一个确定的环节，但是很可惜，没有测到来自指定的已知子核 $^{202}107[4]$ 的第二个 α 粒子的全能量。2) 应该通过显示具有相同衰变特性的多于一个原子的实验结果的重复性来进行证实。很清楚这两方面的不足是可以克服的，在相同条件下继续辐射并设法去观测到更多的事件。现在，这个思想不象先前那样吸引人了，因为同位素 ^{58}Fe 很贵，同时要求束流时间很长，所以进一步的努力只有在合适的机会下才能成功。用文[20]中所概括的统计方法，我们可以得出可将真截面定为从一个事件得出的最可几截面的十分之一的几率约为10%，相应地，在重复的实验中为了保证得到成功的机会，要求的剂量要比目前实验中的剂量大十倍。总之，在想继续进行这样的实验以前，必须要在 ^{58}Fe 同位素材料的数量， ^{209}Bi 靶可承受的束流强度和设备的总探测效率等方面作有益的改进，这样才有意义。

我们想用 ^{64}Ni 作炮弹来合成像111号元素那样的更重元素的希望是极小的，因为很明显，我们已经达到了产物截面的极限（ $\sim 10\text{pb}$ ），这是用目前的技术在可能的努力和

花费范围内可以达到的极限，从图6的产物的截面中，至今还没有看到对所观测到的截面迅速减小的趋势的偏离。要着重指出，这个结论并不适用于 $Z=114$ 和 $N=184$ 周围的难于捉摸的“超重”元素。确实，同位素 $^{209}109$ 因为 $N=157$ ，离中子满壳很远，因此，在预言的幻数 $N=184$ 周围预料稳定效应不会再有效了。

在积极的方面，这里我们已经证明观察和鉴别截面下降到 10pb 的量级和半衰期为 μs （我们装置中的飞行时间）量级的核产物是可能的。这开辟了明年继续重元素研究的可能性。在不久的将来要进行的许多有吸引力的实验中的一个将是试图去合成偶-偶同位素106或许是合成还待发现的108号元素*，拓广我们关于自发裂变系统性的知识。在预言半衰期的规律方面的理论上的不确定性仍然是很大的[20, 40, 41]。可以间接地得到随着核电荷增加，裂变位垒下降的有意义的信息。这又可以帮助我们更精确地确定在同位素表的上端产物截面的极限；形成复合核的障碍（值得注意的是稍微高于预期的库仑位垒时，我们观察到了一个事件）在将来也许可以被其它的弹——靶结合所超越，要不就是低的裂变位垒使幸存几率迅速减小，这已为很短的自发裂变半衰期所证明。

（范国英、诸永泰、译自Z.Phys. A.315

(1984) 145)

* 译者注：最近已有关于在GSI合成108号元素的报导。