

新核素 ^{65}Se 存在的可能性

徐晓冀

(中国科学院近代物理研究所, 兰州)

摘 要

一个新的 β 延迟质子先驱核 ^{65}Se , 可能已由 $^{40}\text{Ca} (^{28}\text{Si}, 3n) ^{65}\text{Se}$ 反应产生, 并通过其延迟质子发射而被鉴定出, 单质子能量在 $3.75 \pm 0.05 \text{ MeV}$, 半衰期为 $10.8 \pm_{3.7}^{4.1} \text{ ms}$, 它对应于 ^{65}Se 的超允许 β^+ 衰变到 ^{65}As 的同位旋相似态 (^{65}As 中最低的 $T = \frac{3}{2}$ 态), 并再由此态到 ^{64}Ge 基态的质子跃迁. 由于缺乏足够的统计计数, 有必要做进一步的实验努力, 去验证这一发现.

引 言

$T_z = -\frac{3}{2}$, $A = 4n + 1$ β 延迟质子先驱核系列, 是迄今研究得最为透彻的系列^[1], 位于此系列中的核从 ^9C 到 ^{64}Ge 都是很强的 β 延迟质子发射体, 其特点是: 先驱核以很强的超允许 β^+ 跃迁衰变到子核中高于质子结合能同位旋相似态, 再由此态发射质子退激, 因此, 我们可用 Kelson-Garvey 质量对称关系^[2]和库仑位移能公式^[3]去预言先驱核的质量(质量剩余)和 β^+ 衰变子核中的同位旋相似态能级. 再结合运用质子跃迁子核的质量(它的基态及激发态一般是已知的), 去预言质子能量. 预言的准确性已为大量实验所证实. 在这一系列中, 从 ^{49}Fe 到 ^{64}Ge 都是迄今所知的该元素中最远离 β 稳定线的核素, 此系列每向前伸延一步就更接近理论预言的质子滴线, 因此在实验上, 使 $T_z = -\frac{3}{2}$, $A = 4n + 1$ 系列不断延伸, 可直接探索这一区域质子滴线的存在. 现在, 此系列还能否再延伸? 质子滴线附近的核有什么特点? 仍保留此系列原有的共性吗? 核质量关系以及有关的同位旋相似态等结构理论是否仍然有效? 或是要作哪些修改? ……这些感兴趣的问题, 正在吸引物理学家去进行新的探索.

$T_z = -\frac{3}{2}$, $A = 4n + 1$ 系列延伸的下一个目标核正是 ^{65}Se , 由上述的理论预言, ^{65}Se 也可能是 β 延迟质子先驱核, 也有着较强的超允许 β^+ 跃迁, 衰变到子核的同位旋相

注: 本项研究受国家自然科学基金支持. 本文 1987 年 10 月 28 日收到.

似
期
来
转
和
并
劳
明
核

速
质
反
慢
(N
(内
测
化
粒
质
子

 ^{40}Ca
寿
出
加
束

位
反
的
 ^{53}mCr
(^{28}S
出
靶
考

似态, 然后再发射质子, 预期的质子能量在 3.62—3.74 MeV 附近. 寿命很短, 预言的半衰期约为 10 ms^[4], 生成截面也很低, 据 Alice 程序计算, 其峰值约为 0.5 μb . 这给实验带来了困难, 然而, 如果采用喷氦传输 (He-jet) 和转盘快收集系统, 精巧细致地分析计算探测效率和实验反应截面, 困难可以得到一定程度的克服, 并能从中得到有用的信息. 下面笔者就以在美国劳伦兹伯克利实验室 (LBL) 参加的一次实验, 说明在实验数据的分析中, 如何寻找可能产生的新核素 ^{65}Se .

实验用劳伦兹伯克利实验室 88 英寸回旋加速器提供的 ^{28}Si 束流, 轰击天然钙靶, 产生 β 延迟质子发射体, 核反应产物从靶中 (靶厚 1.9 mg/cm²) 反冲出来, 在充有 1.3 个大气压氦气的小室中慢化到热能, 并附着在氦气中悬浮着的氯化钠 (NaCl) 大分子集团上, 经由 70 cm 长的毛细管 (内径为 1.27 mm) 以接近声速的速度被传输到探测室 (它被铅和含硼石蜡屏蔽), 在此, 反冲物随氯化钠大分子喷出毛细管, 附着在一个转动轮缘上, 喷着点面对着 ΔE (20 μm), E (272 μm) 粒子探测器望远镜, 在 E 之后再放置一个 E_{rej} 探测器, 作为反符合甄别 β^+ 粒子和高能质子之用, 这组探测器可探测的质子能量范围为 1.2—6.5 MeV, 它事先用已知的延迟质子发射体 ^{24}Mg 、 ^{25}Si 、 ^{29}S 、 ^{37}Ca 、 ^{41}Ti 和 ^{45}Cr 作了能量刻度, 这些核在 165 MeV ^{14}N 轰击 ^{40}Ca 中产生. 实验装置如图 1 所示. 用转动收集轮有两个目的: ①它可移去不需要的长寿命活性的干扰; ②改变转速, 观察质子产额变化, 与已知的质子活性比较, 可以定性得出未知核的半衰期. 这组粒子望远镜的几何效率约为 $4\% \times 4\pi$ 立体角. 现在 88" 回旋加速器已使用了 ECR (Electron Cyclotron Resonance) 离子源, 它能提供很强的稳定的束流, 对于 ^{28}Si , 流强约为 100—200 粒子/微安.

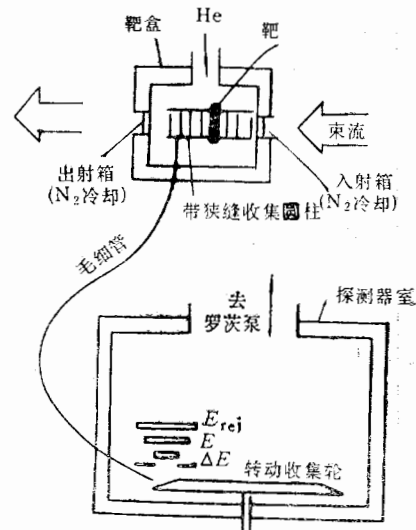


图 1 He-jet 传输系统示意图

结 果

分别以 113 和 128 MeV ^{28}Si 束流轰击钙靶, 所得的延迟质子谱如图 2、图 3 所示. 位于 3.11 MeV 的 ^{64}Ge ($T_{1/2} = 40$ ms) 峰在所有的谱中明显可见, 据信, 它是由 $\alpha 3n$ 反应道产生, 由 ALICE 程序计算, $^{40}\text{Ca}(\alpha 3n)^{64}\text{Ge}$ 反应的有效阈能为 105 MeV, ^{64}Ge 的这个结果与 ^{24}Mg 轰击 Ca 靶的实验相同^[5]. 质子谱中, 除了 3.11 MeV 的峰外, ^{53m}Co 、 ^{65}Ge 与 ^{41}Ti 的质子峰也清楚可见, 有理由认为 ^{41}Ti 是由钙靶中的氧沾污, 通过 $^{16}\text{O}(\alpha 3n)^{41}\text{Ti}$ 反应以及 ^{28}Si 与钙靶的直接反应 (由 ^{28}Si 转移两个质子或 α 粒子到钙靶, 再出射一至几个中子) 而产生的共同贡献, 由下文提到的程序 DEFF 分析, 若 ^{41}Ti 仅由钙靶中的氧沾污产生, 则氧在靶中的份额约为 0.1 mg/cm² 或更多, 这显然是过高了, 再考虑到直接反应的有效阈能在 50 MeV 以上, 甚低于 $^{16}\text{O}(\alpha 3n)^{41}\text{Ti}$ 反应的有效阈能

以很
子退
亥的
物质
险所
此
A=

再延
有关
的问
言,
旋相

(~105 MeV), 使这一估计较为可靠. 图3中所显示的两个束流能量为128 MeV的质子谱对应于两种不同的收集盘转速 (rpm), 从中可以明显看到, 当转速加快时, 长寿命的核(例如 ^{65}Ge , $T_{1/2}=31$ 秒; ^{53m}Co , $T_{1/2}=245$ 毫秒)的产额明显被抑制, 而短寿命核(例如 ^{61}Ge , $T_{1/2}=40$ 毫秒; ^{41}Ti = 80 毫秒)则相对突出. 这里, 重要的是注意到如下事实: 分别位于3.75 MeV 和 4.73 MeV 的 ^{41}Ti 质子峰强度比, 明显的与所熟知的不同^[6], 这特别反映在快转速度的谱中, 按 ^{41}Ti 各峰的强度比, 3.75 MeV 质子峰强度应为 4.73 MeV 质子峰的 31%, 如果考虑到谱的统计不足, 分辨不够好, 从而认为 4.73 MeV 的峰是由 4.73 MeV(100%), 4.64 MeV(22.1%) 两组质子峰的贡献; 3.75 MeV 的峰是由 3.75 MeV (31%), 3.69 MeV (15.5%) 和 3.84 MeV (2.4%) 三组质子峰的贡献. 这样, 3.75 MeV

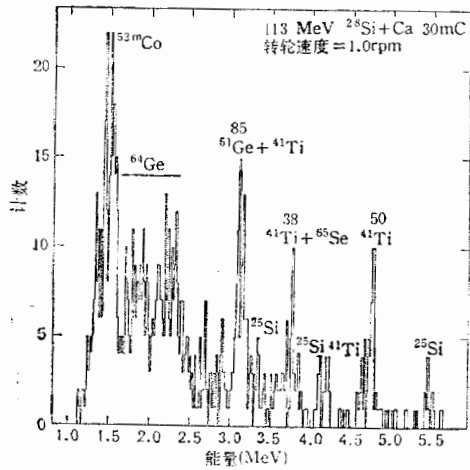


图2 113MeV ^{28}Si 轰击 Ca 靶所得的质子谱

的质子峰强度也应至多是 4.73 MeV 峰的 40% (即 $\frac{48.9}{122.1}$), 由此可见, 3.75 MeV 的质子

峰产额比纯 ^{41}Ti 要高得多, 它必然混杂了其它来源的贡献, 而如前所述, 预期的 ^{65}Se 质子能量就在这一范围, 因此, 有理由认为: 3.75 MeV 的质子峰是 ^{41}Ti 和 ^{65}Se 的共同贡献. 此外, 还注意到在束流能量为 97 MeV 时的质子谱(图 4)中 ^{61}Ge 峰不再出现, 因为此时束流能量低于反应阈能, 然而, 却恰好高于产生 ^{65}Se 的有效反应阈能 (90 MeV), 因而 ^{65}Se 的出现是可能的, 为此, 谱中 3.75 MeV 的弱峰暂归于 ^{65}Se 的计数. 谱中 ^{25}Si 是来自直接反应. 由同样方法分析, 认为 3.11 MeV 的质子峰是 ^{61}Ge (100%) 和 ^{41}Ti (60.3%) 的共同贡献, 这样, 对应于不同的轰击能量, 由剥谱分析, 就得到了各质子谱中分别来源于纯 ^{41}Ti 、 ^{65}Se 、 ^{61}Ge 的峰下质子计数(表 1).

表 1 质子谱中属于 ^{61}Ge 、 ^{41}Ti 和 ^{65}Se 的计数

峰下计数	4.73 MeV 质子峰		3.75 MeV 质子峰		3.11 MeV 质子峰	
	^{41}Ti	$^{41}\text{Ti} + ^{65}\text{Se}$	^{65}Se	$^{61}\text{Ge} + ^{41}\text{Ti}$	^{61}Ge	
$E_b = 97 \text{ MeV}$ $l = 25 \text{ mc}$			5			
$E_b = 113 \text{ MeV}$ $l = 30 \text{ mc}$	50	38	18	85	60.3	
$E_b = 128 \text{ MeV}$ $l = 35 \text{ mc}$	39	21	5.4	194	174.7	
$E_b = 128 \text{ MeV}$ $l = 27 \text{ mc}$	23	32	22.8	151	139.6	

在这些数据的基础上, 将不同转速时 ^{65}Se 的产额变化与 ^{41}Ti 、 ^{61}Ge 的产额变化加以

图:
盘转
比
He-
得
于三

之间的
电荷
子发射
量(A

V 的
长寿
($T_{1/2}$ =
命核
毫秒)
下事
与 ^{41}Ti
 ^{61}Ge , 这
各峰
应为
统计
($\pm 1\%$)
在 3.75
MeV
MeV
与质子
质子
贡献。
在此时
因而
是来自
(%) 的
源于纯

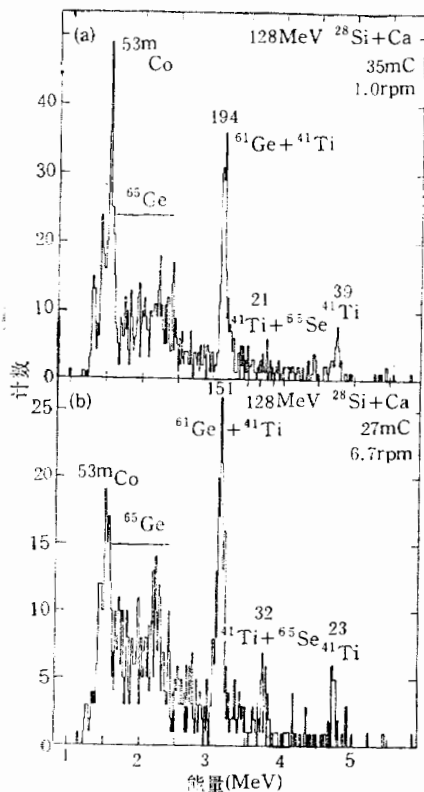


图 3 128MeV ^{28}Si 轰击 Ca 靶所得的质子谱 (a) 收集盘转速每分钟一圈; (b) 收集盘转速: 每分钟 6.7 圈

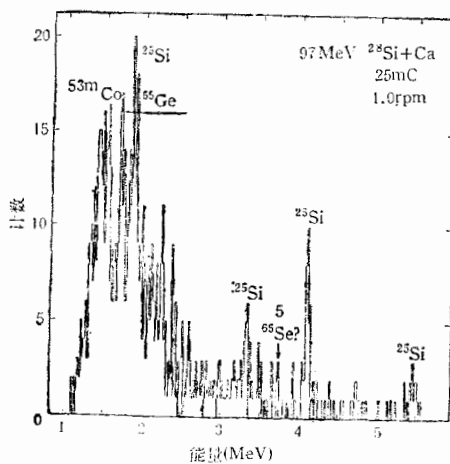


图 4 97MeV ^{28}Si 轰击 Ca 靶所得的质子谱

比较, 定性地得出 ^{65}Se 的半衰期小于 20 ms.

为了精确地求得 ^{65}Se 的半衰期, 使用了计算机程序 DEFF^[7], 此程序可精确计算 He-jet 加转盘收集探测系统的效率, 给出实验反应截面, 由于效率与核的半衰期有关, 如得知反应截面, 也就可由输入参数拟合, 推算出核的半衰期. ^{65}Se 的实验截面的获得是基于三种不同的方法(见表 2、表 3): (1) 以 ^{61}Ge 的 Alice 截面 (σ_A) 与实验截面之比为标

表 2 由 DEFF 计算的 ^{61}Ge 的实验截面

($r_1 = 4$ $r_2 = 6.9$ $r_0 = 10$ $d = 3.5$ $D = 145$ $T = 1.9$ $Q = 12$ $P = 0.4$ $A = 0.97$)

E_b	I	$T_{1/2}$	B	N	σ_{exp}	σ_A	σ_A/σ_{exp}
113	30	40	0.74	60.3	0.0204 ± 0.00262	0.07	3.44
128	35	40	0.74	175	0.0506 ± 0.00383	0.54	10.7
128	27	40	0.74	140	0.0598 ± 0.00505	0.54	9.04

$$\left(\frac{\sigma_A}{\sigma_{exp}}\right) = \frac{3.44 \times \sqrt{60.3} + 10.7 \times \sqrt{175} + 9.04 \times \sqrt{140}}{\sqrt{60.3} + \sqrt{175} + \sqrt{140}} = 8.37$$

r_1, r_2 探测器 1 和 2 的半径(以毫米为单位) r_0 探测器 1 和收集轮之间距离(以毫米为单位) d 探测器 1 和 2 之间的距离(以毫米为单位) b 收集轮直径(以毫米为单位) T 靶厚(以毫克/厘米²为单位) Q 法拉弟筒中的束流电荷量 P 喷氢和收集轮的总收集系数 A ^{40}Ca 的同位素丰度 I 积分束流(以毫库仑为单位) B 核的 β 延迟质子发射分支比 N 质子峰下总计数 σ_{exp} 实验截面(微巴为单位) σ_A ALICE 计算截面(微巴为单位) E_b 束流能量 (MeV 为单位) $T_{1/2}$ 核的半衰期(以毫秒为单位)

七加以

表3 以不同的半衰期参数输入,由 DEFF 计算的 ^{65}Se 的实验截面及其分别与 ALICE 截面与 ^{61}Ge 截面的比较

$$r_1 = 4 \quad r_2 = 6.9 \quad r_0 = 10 \quad d = 3.5 \quad D = 145 \quad T = 1.9 \quad Q = 12 \quad P = 0.4 \quad A = 0.97$$

$$E_b = 113\text{MeV} \quad I = 30\text{mc} \quad W = 60\text{S} \quad \sigma_A = 0.51\mu\text{b}$$

$T_{1/2}$	B	N	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$	$\sigma_A/\sigma_{\text{exp}}$	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$		最佳情况
					^{65}Se	^{61}Ge	
5	0.109	18	0.853 ± 0.201	0.598	41.8		(1) 基于: $\frac{\sigma_A}{\sigma_{\text{exp}}} = 8.37$;
8	0.175	18	0.145 ± 0.0341	3.52	7.11		$\sigma_{\text{exp}} = 0.0609 \pm 0.0144; T_{1/2} = 11.0 \pm 1.0$
10	0.219	18	0.0751 ± 0.0177	6.79	3.68		(2) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})}{\sigma_A(^{61}\text{Ge})} = 7.29$
12	0.263	18	0.0468 ± 0.0110	10.90	2.29		$\sigma_{\text{exp}} = 0.148 \pm 0.0349; T_{1/2} = 8.0^{+0.9}_{-0.2}$
15	0.328	18	0.0281 ± 0.00663	18.15	1.38		(3) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})_{113}}{\sigma_A(^{65}\text{Se})_{128}} = 0.962$
							$\sigma_{\text{exp}} = 0.0521 \pm 0.0123; T_{1/2} = 11.6^{+1.5}_{-0.8}$

$$E_b = 128\text{MeV} \quad I = 35\text{mc} \quad W = 60\text{S} \quad \sigma_A = 0.53\mu\text{b}$$

$T_{1/2}$	B	N	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$	$\sigma_A/\sigma_{\text{exp}}$	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$		最佳情况
					^{65}Se	^{61}Ge	
5	0.109	5.4	0.219 ± 0.0944	2.42	4.33		(1) 基于: $\frac{\sigma_A}{\sigma_{\text{exp}}} = 8.37$;
8	0.175	5.4	0.0372 ± 0.0160	14.25	0.735		$\sigma_{\text{exp}} = 0.0633 \pm 0.0272; T_{1/2} = 7.6^{+0.6}_{-0.5}$
10	0.219	5.4	0.0193 ± 0.00831	27.46	0.381		(2) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})}{\sigma_A(^{61}\text{Ge})} = 0.981$
12	0.263	5.4	0.0120 ± 0.00518	44.17	0.237		$\sigma_{\text{exp}} = 0.0496 \pm 0.0214; T_{1/2} = 8.0^{+1.0}_{-0.6}$
15	0.328	5.4	0.00723 ± 0.00311	73.31	0.143		(3) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})}{\sigma_A(^{61}\text{Ge})} = 0.981$
							$\sigma_{\text{exp}} = 0.0496 \pm 0.0214; T_{1/2} = 8.0^{+1.0}_{-0.6}$

$$E_b = 128\text{MeV} \quad I = 27\text{mc} \quad W = 8.96\text{S} \quad \sigma_A = 0.53\mu\text{b}$$

$T_{1/2}$	B	N	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$	$\sigma_A/\sigma_{\text{exp}}$	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$		最佳情况
					^{65}Se	^{61}Ge	
5	0.109	22.8	1.200 ± 0.252	0.442	20.1		(1) 基于: $\frac{\sigma_A}{\sigma_{\text{exp}}} = 8.37$;
8	0.175	22.8	0.205 ± 0.0429	2.585	3.43		$\sigma_{\text{exp}} = 0.0633 \pm 0.0133; T_{1/2} = 12.4^{+1.5}_{-0.9}$
10	0.219	22.8	0.107 ± 0.0223	4.953	1.79		(2) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})}{\sigma_A(^{61}\text{Ge})} = 0.981$
12	0.263	22.8	0.0668 ± 0.0140	7.934	1.12		$\sigma_{\text{exp}} = 0.0587 \pm 0.0123; T_{1/2} = 12.5^{+1.4}_{-1.1}$
15	0.328	22.8	0.0405 ± 0.00848	13.09	0.677		(3) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})}{\sigma_A(^{61}\text{Ge})} = 0.981$
							$\sigma_{\text{exp}} = 0.0587 \pm 0.0123; T_{1/2} = 12.6^{+1.4}_{-1.1}$

度的束此能 ^{65}S 10

在送 Me

核 $T_{1/2}$

表 3 (续)

$E_b = 97\text{MeV}$ $l = 25\text{mc}$ $W = 60\text{S}$ $\sigma_A = 0.17\mu\text{b}$					
$T_{1/2}$	B	N	$\sigma_{\text{exp}}(\mu\text{b})$	$\sigma_A/\sigma_{\text{exp}}$	最佳情况
5	0.109	5	0.284 ± 0.127	0.599	(1) 基于: $\frac{\sigma_A}{\sigma_{\text{exp}}} = 8.37$ $\sigma_{\text{exp}} = 0.0203 \pm 0.00908; T_{1/2} = 11.0^{+3.1}_{-1.4}$
8	0.175	5	0.0483 ± 0.0216	3.520	
10	0.219	5	0.0250 ± 0.0112	6.800	(3) 基于: $\frac{\sigma_A(^{65}\text{Se})_{97}}{\sigma_A(^{65}\text{Se})_{128}} = \frac{\sigma_{\text{exp}}(^{65}\text{Se})_{97}}{\sigma_{\text{exp}}(^{65}\text{Se})_{128}} = 0.321$ $\sigma_{\text{exp}} = 0.0174 \pm 0.00778; T_{1/2} = 11.6^{+3.3}_{-1.6}$
12	0.263	5	0.0156 ± 0.00698	10.90	
15	0.328	5	0.00935 ± 0.00418	18.18	

$$(1) \bar{T}_{1/2} = \frac{11.0 \times \sqrt{18} + 7.6 \times \sqrt{5.4} + 12.4 \times \sqrt{22.8} + 11.0 \times \sqrt{5}}{\sqrt{18} + \sqrt{5.4} + \sqrt{22.8} + \sqrt{5}} = 10.9^{+3.1}_{-1.4} \text{ms}$$

$$(2) \bar{T}_{1/2} = \frac{8.0 \times \sqrt{18} + 8.0 \times \sqrt{5.4} + 12.9 \times \sqrt{22.8}}{\sqrt{18} + \sqrt{5.4} + \sqrt{22.8}} = 10.1^{+3.1}_{-1.7} \text{ms}$$

$$(3) \bar{T}_{1/2} = \frac{11.6 \times \sqrt{18} + 8 \times \sqrt{5.4} + 12.9 \times \sqrt{22.8} + 11.6 \times \sqrt{5}}{\sqrt{18} + \sqrt{5.4} + \sqrt{22.8} + \sqrt{5}} = 11.4^{+3.0}_{-1.7} \text{ms}$$

$$\therefore \bar{T}_{1/2} = 10.8^{+3.1}_{-1.7} \text{ms}$$

度,得 ^{65}Se 的 Alice 截面与实验截面之比,从而得 ^{65}Se 的实验截面; (2) 以 ^{65}Se 与 ^{64}Ge 的 Alice 截面之比为标度,得出不同轰击能量情况下的 ^{65}Se 实验截面; (3) 以 128 MeV 束流能量时 ^{65}Se 与 ^{64}Ge Alice 截面之比为根据,得此能量情况下 ^{65}Se 的实验截面,再以此能量时 ^{65}Se 的 Alice 截面与不同入射能量时 ^{65}Se 的 Alice 截面比为标度,得出不同能量时 ^{65}Se 的实验截面。在每种情况下,程序都输入可能的半衰期参数进行拟合,得出 ^{65}Se 对应于每一实验截面的半衰期。用以上三种方法拟合,半衰期的加权平均值分别为 $10.9 \pm 3.1 \text{ms}$, $10.1^{+3.1}_{-1.7} \text{ms}$ 和 $11.4 \pm 3.0 \text{ms}$, 最后得 ^{65}Se 的平均半衰期为 $10.8 \pm 3.1 \text{ms}$ 。

笔者认为以上拟合是合理的,因为实验经验证明, Alice 截面之比是可信的。

按照谱的能量刻度, ^{65}Se 的延迟质子能量为 3.75 MeV, 这质子活性可被解释为: ^{65}Se 在 ^{65}As 中的同位旋相似态—— ^{65}As 中最低的 $T = \frac{3}{2}$ 态, 它由 ^{65}Se 的超允许 β^+ 跃迁馈送——经质子衰变至 ^{64}Ge 的基态。因而可得 ^{65}As 最低的 $T = \frac{3}{2}$ 激发态能量为 3.24 MeV。

讨 论

3.75 MeV 的质子活性不可能是来自 ^{67}Se 、 ^{63}Ge 等未知核的延迟质子发射, 因为依照核的半衰期预言^[4], 这些核的半衰期都比 10 ms 长得多(例如: ^{67}Se , $T_{1/2} = 100\text{ms}$; ^{63}Ge , $T_{1/2} = 200 \text{ms}$); 另一个理由是, 按同位旋相似态理论, 这些核的同位旋相似态正是其 β^+

衰变子核的基态,所以,这些核将以接近于100%的极大分支比 β^+ 衰变到子核的基态,只有极小的几率衰变到子核中高于质子结合能的激发态,因而一般说来,观察到这些核的延迟质子发射的可能性是很小的。

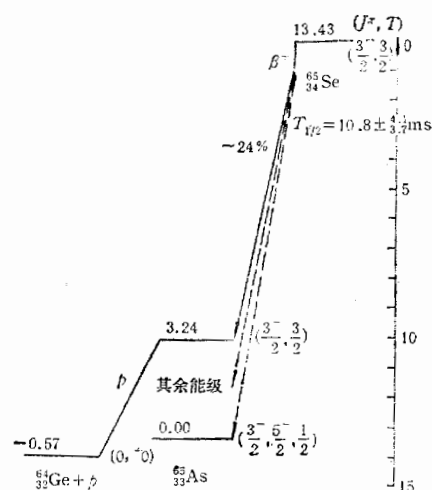


图5 预期的 ^{65}Se 的衰变纲图

效率,所以,实验的结果还有问题.另外,总的看来,系统的探测效率还比较低,缺乏足够的统计,以致不能完全避免分析中任意因素的影响。

表4 ^{65}Se 产额比较

$\frac{Y_{E_{hi}}(\text{MeV})}{Y_{E_{lj}}(\text{MeV})}$	ALICE 计算	实 验
$\frac{Y_{113}}{Y_{97}}$	3.0	3.0
$\frac{Y_{128(27\text{mc})}}{Y_{97}}$	3.1	4.2
$\frac{Y_{128(25\text{mc})}}{Y_{97}}$	3.1	0.77
$\frac{Y_{128(27\text{mc})}}{Y_{113}}$	1.0	1.4
$\frac{Y_{128(25\text{mc})}}{Y_{113}}$	1.0	0.26
$\frac{Y_{128(27\text{mc})}}{Y_{128(27\text{mc})}}$	1.0	0.24

为此,进一步的实验是必要的,对于这种短寿命、低截面的核必须要有很快的收集速度,大大增加探测立体角,并设法抑制其它活性的干扰,例如,选用氧沾染尽量少的钙靶,以减少 ^{41}Ti 的活性.我们近代物理研究所核谱学组正在朝此目标努力,设计新的探测系统,希望能在近期的实验中得到更好的结果。

参 考 文 献

- [1] Joseph Cerny and J. C. Hardy, *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, (1977), 333.

身

[2]

[3]

[4]

[5]

[6]

[7]

(^{28}S

at

beta

pro

fort

