

对力对于錒系核性质的影响*

吳崇試 曾謹言

(北京大学物理系)

提 要

本文用处理对力的粒子数守恒方法来分析对力对于錒系核性质的影响,其中包括奇 A 核和偶偶核的内部激发谱、 β 衰变、 α 衰变等。

文中首先根据实验测得的奇 A 核的内部激发谱,计及对力的影响,定出了单粒子能级的 Nilsson 参数(见表 3 和 5)。然后利用此单粒子能级进一步分析了偶偶核的内部激发谱和 β 衰变。由于现有数据的限制,只分析了 Th^{228} , Th^{230} , U^{232} , U^{234} 和 Cm^{244} 等核。由能级位置和 β 衰变的分析,把表 14 中所列各能级解释成内部激发态看来是合理的。计算表明,在 $E \sim 1-2\text{MeV}$ 范围内,还有好些内部激发谱在实验上尚未观察到,其中大部分不容易在 β 衰变中测出,需要用别种实验方法观测,但也有一部分能级可以在 β 衰变中观测到,这还有待实验检验。另外,錒系偶偶核中系统出现的能量较低的振动激发带,包括 γ 振动, β 振动和八极振动,还不能简单的对拆散态或对激发态来解释。

文中还用粒子数守恒波函数估计了对力对于 α 衰变和“核半径”的影响。例如,在只考虑费米面附近 10 个能级的情形下, U^{234} 基态 $\rightarrow$ Th^{230} 基态的 α 衰变,由于对力影响将加速约 70 倍;如用 BCS 波函数计算,将加速约 200 倍;这种差别可能来源于粒子数不守恒。按照只考虑费米面附近 10 个能级的计算来看,BCS 波函数中,粒子数 = 平均粒子数的部分只占 $\sim 1/3$,同时粒子对填充各能级的几率 v_i^2 和严格解相比收敛得慢得多(见图 18)。

本文还估计了奇 A 核的有利 α 衰变的 F 因子以及对力对于奇 A 核不利 α 衰变的影响,并和实验结果及 BCS 波函数计算结果进行了比较。

一、引 言

本文用处理对力的粒子数守恒方法^[1]来分析对力对于錒系原子核的低内部激发态的影响。在文献[2]中已用此方法对希土区大变形核作了较仔细的分析,分析结果表明,对力对于变形核的某些性质,例如内部激发谱、奇偶质量差、 β 和 γ 衰变等都有不同程度的影响。对于錒系核,除上述几方面外,对力对于 α 衰变的影响是特别严重的^[3,4]。

在实验上,关于錒系核内部激发谱的研究,近年已逐渐增多(附录 2 中给出了有关实验数据的文献索引)。从现有资料来看, Th^{228} 、 Th^{230} 、 U^{232} 、 U^{234} 和 Cm^{244} 等核的能谱中,在 1—2 MeV 间的某些能级,可能是对拆散激发态或对激发态^[1,2]。

在第二节中,首先根据实验测得的奇 A 核内部激发谱来确定单粒子能级的 Nilsson 参数,并找出其变化规律。在第三节中,利用此单粒子能级对相邻的偶偶核内部激发谱和 β

* 1964 年 8 月 21 日收到。

衰变进行分析。在第四节中,将给出对力对于 α 衰变几率影响的一般公式,然后利用此公式分别计算和讨论了:(1)对力对于 α 衰变几率和“核半径”的影响;(2)对不同类型 α 衰变的相对几率(所谓“ F 因子”)的影响。并借此机会比较了用BCS波函数和粒子数守恒波函数计算所得的不同结果。

二、錒系核单粒子能级

Nilsson 和 Mottelson^[5,6] 曾经计算过轴对称形变场中的单粒子能级,并利用它们对希土和錒系大变形奇 A 核内部激发谱进行过分析。分析过程中未考虑对力的影响。

本节将根据实验测得的奇 A 核内部激发谱,考虑到对力的影响,来确定单粒子能级的Nilsson 参数。所用参数符号,均同文献[5,6],不再一一赘述。

在处理对力对奇 A 核内部激发谱的影响时,和文献[2]相同,截断能量 C 取为 $7.5 \kappa \hbar \omega_0$,对力平均强度 $G = 0.70 \kappa \hbar \omega_0$ 。由于奇核子堵塞效应,此时可以用文献[1]的近似解法求解。在这种截断能量下,最高能级的填布几率已 $\lesssim 1\%$ 。

在利用实验能谱确定内部激发能谱时,已把转动能的一部分影响除去,但未考虑 RPC 及 $(j^2 - \beta_j^2)$ 项的影响^[2]。

1. 质子的单粒子能级

Nilsson 和 Mottelson^[6] 在分析錒系奇质子核内部激发谱时,曾经估计参数 μ 取如下数值较好:

$$N = 5 \text{ 壳层}, \mu \simeq 0.70;$$

$$N = 6 \text{ 壳层}, \mu \simeq 0.62.$$

但文中未给出在此参数下的能量本征值和波函数(文献[5,6]中附表所取参数是 $N = 5$, $\mu = 0.70$; $N = 6$, $\mu = 0.45$)。参数 μ 的改变所引起的对单粒子能级的修正可以用微扰论来计算^[2],计算的结果见图1。它和文献[6]所给出的能级图相近。

由图1所给出的单粒子能级,可以对錒系奇质子核的基态和低激发态的自旋次序大体加以说明。但是,所得能级密度比实际情况要稀(在考虑对力影响后,能级密度将增大)。另外,某些单粒子能级随原子核的变化颇为明显,反映自洽场有较大的变化。这就要求适当修改原来的单粒子能级参数,允许它们在不同原子核中有一定的变化。

形变参数 η 在不同原子核中会有所不同。例如, $[633 \uparrow]$ 和 $[642 \uparrow]$ 的能级间隔的改变,就需要考虑这一点。因为改变 μ 时,其间隔几乎保持不变。但 $[642 \uparrow]$ 随 η 的变化却较陡(见图1),通过 η 的改变可以解释表1列出的 $[633 \uparrow]$ 与 $[642 \uparrow]$ 间距离的变化情况。

表1 $[633 \uparrow]$ 与 $[642 \uparrow]$ 的能级间隔

原 子 核	$^{95}\text{Am}_{144}^{239}$	$^{95}\text{Am}_{146}^{241}$	$^{95}\text{Am}_{148}^{243}$	$^{95}\text{Am}_{150}^{245}$	$^{97}\text{Bk}_{150}^{249}$
能 量 (keV)	—	—	549	~ 430	393

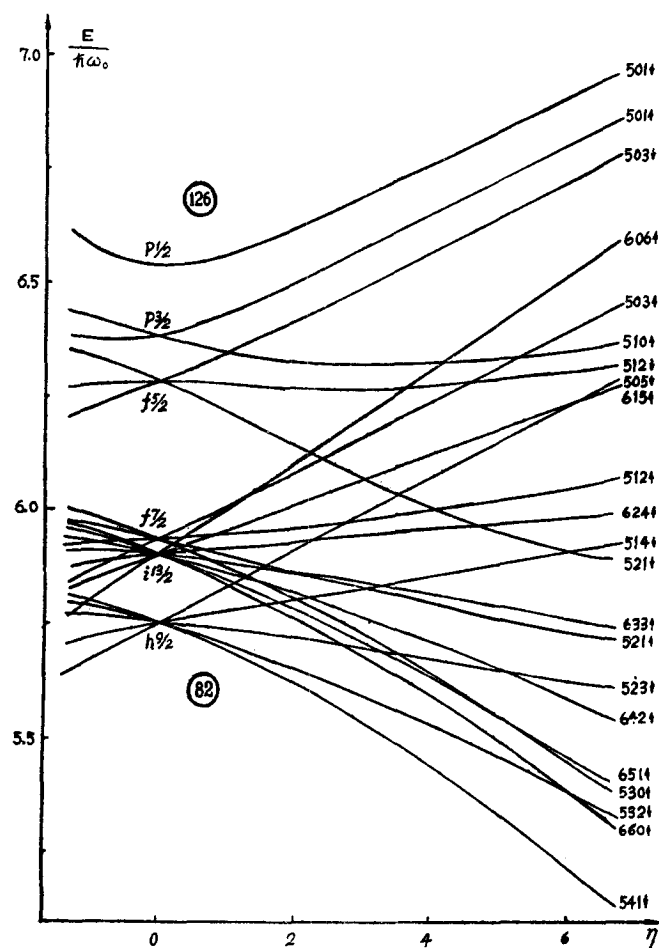
同时,为了解释 $[523 \downarrow]$ 与 $[642 \uparrow]$ 间距离的变化,就必须再适当改变参数 μ 。

参数 μ , η , κ 的选择主要为了解释奇 A 核内部激发谱,但同时还考虑到下面两点:

- (1) 参数 μ 、 κ 的变化应較平滑而有規律。在本文中仍取 $\kappa = 0.050$ 。
- (2) 参数 η 的选择應該基本上滿足 $\kappa\eta \sim \delta_{\text{实}}^{[5]}$, $\delta_{\text{实}}$ 是由实验定出的形变度。

表 2 [523↓]与[642↑]的能级间隔

原 子 核	$^{229}_{144}\text{Am}$	$^{241}_{146}\text{Am}$	$^{243}_{148}\text{Am}$	$^{245}_{150}\text{Am}$
能 量 (keV)	187	206	84	~40

图 1 Nilsson 能级图 ($82 < Z < 126$)

$N = 5, \mu = 0.70; N = 6, \mu = 0.62; \kappa = 0.050$

这样得到的参数见表 3。可以看到，参数 μ 的改变是比較平滑的。形变参数 η 在 $A \sim 240$ 附近最大，和实验趋势基本相符。

应用这些参数，考虑对力后計算出的奇質子核内部激发譜与实验結果的比較见图 2。其它的奇質子核数据不够（只有一个或两个能級），因而选择参数时任意性較大，本文未予以分析。

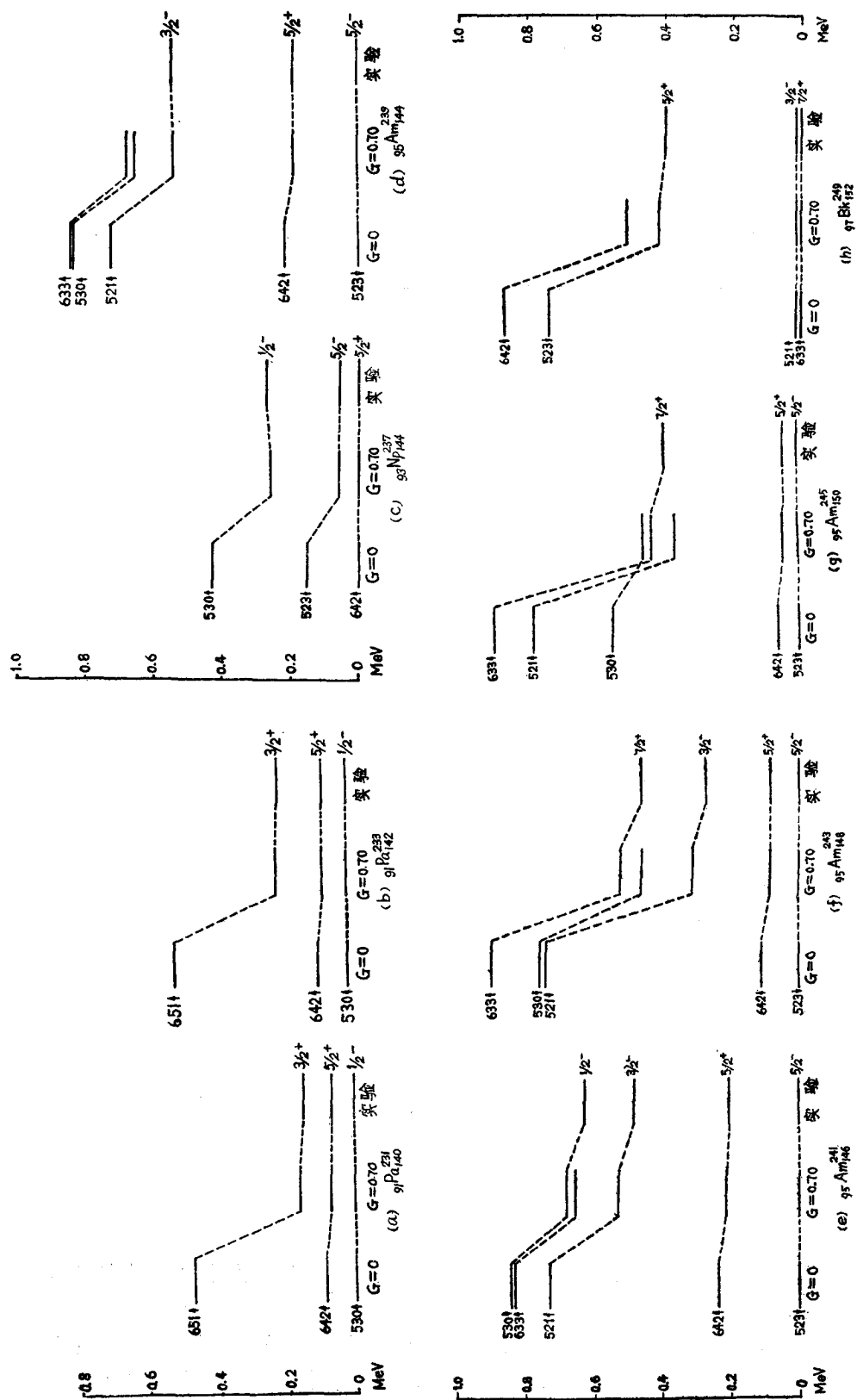


图2 奇质子核内部激发谱: 实验和理论比较 (G 的单位为 $\hbar^2/2m_0$)

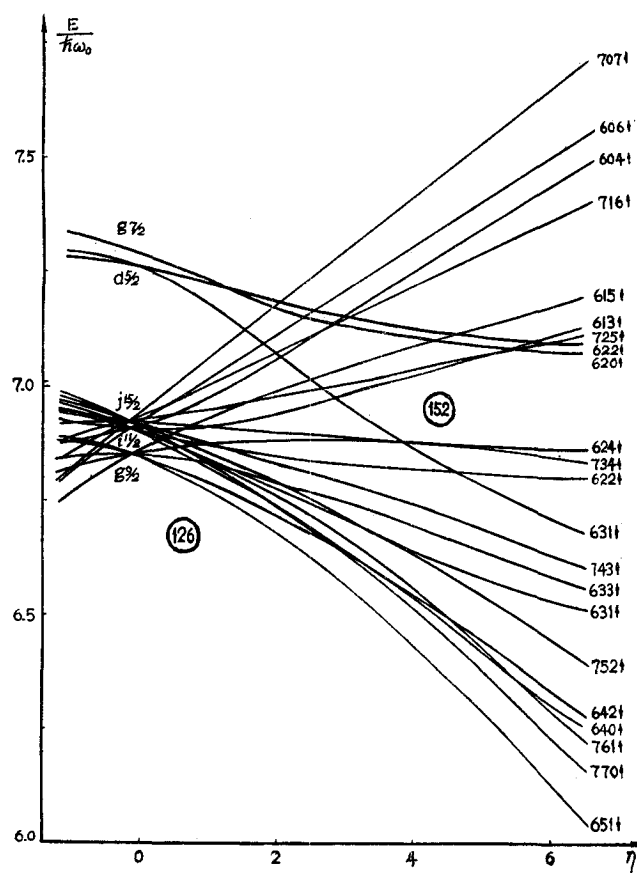
表 3 质子体系单粒子能级的 Nilsson 参数

原 子 核	η	μ		δ	
		$N=5$	$N=6$	计 算*	实 验 ^[6]
91Pa_{140}^{281}	4.4	0.700	0.656	0.22	
91Pa_{142}^{283}	4.6	0.700	0.657	0.23	0.24
93Np_{144}^{287}	4.8	0.700	0.633	0.24	0.25
95Am_{146}^{289}	5.4	0.700	0.624	0.27	
95Am_{148}^{291}	5.4	0.700	0.624	0.27	0.27
95Am_{148}^{293}	5.2	0.700	0.620	0.26	
96Am_{150}^{295}	4.8	0.700	0.626	0.24	
97Bk_{152}^{299}	4.6	0.700	0.635	0.23	

$$* \eta = \frac{\delta}{\kappa} \left[1 - \frac{4}{3} \delta^2 - \frac{16}{27} \delta^3 \right]^{-1/3} \sim \frac{\delta}{\kappa}.$$

2. 中子的单粒子能级

奇中子核内部激发谱的自旋次序可以用图 3 所示单粒子能级加以大致说明。其内部激发谱的变化也有和奇质子核类似的现象。

图 3 Nilsson 能级图 ($126 < N < 152$)

$N=6, \mu=0.45; N=7, \mu=0.44; \kappa=0.050$

表 4 $[743 \uparrow]$ 与 $[633 \downarrow]$ 的能级间隔

原 子 核	${}_{90}\text{Th}_{141}^{281}$	${}_{92}\text{U}_{141}^{288}$	${}_{92}\text{U}_{148}^{285}$	${}_{94}\text{Pu}_{145}^{290}$
能 量 (keV)	390	300	129	120

为了解释实验测得的奇中子核内部激发谱, 所定出的单粒子能级参数见表 5. 参数的变化也都是比较平滑的.

表 5 中子体系单粒子能级的 Nilsson 参数

原 子 核	η	μ		δ	
		$N=6$	$N=7$	计 算	实 验 ^[6]
${}_{90}\text{Th}_{139}^{289}$	4.4	0.450	0.414	0.22	0.22
${}_{90}\text{Th}_{141}^{291}$	4.6	0.450	0.425	0.23	0.23
${}_{92}\text{U}_{141}^{289}$	4.8	0.430	0.425	0.24	0.24
${}_{92}\text{U}_{148}^{295}$	5.0	0.430	0.420	0.25	0.24
${}_{92}\text{U}_{145}^{287}$	5.2	0.430	0.429	0.26	
${}_{94}\text{Pu}_{145}^{299}$	5.4	0.430	0.426	0.27	0.26
${}_{96}\text{Cm}_{145}^{245}$	5.0	0.450	0.410	0.25	0.26

利用这些单粒子能级参数计算了奇中子核内部激发谱, 计算结果与实验的比较见图 4.

最后, 应该提到, $[631 \downarrow]$ 和 $[633 \downarrow]$ 的间隔随原子核有急剧的变化(见表 6). 改变参数 μ 、 η 或 κ 来解释它都还有一定的困难. 如调节参数, 使能得到与实验符合的 ${}_{94}\text{Pu}_{145}^{299}$ 的激发谱, 则计算出的 ${}_{92}\text{U}_{141}^{288}$ 和 ${}_{92}\text{U}_{148}^{285}$ 能谱中, $[631 \downarrow]$ 能级比实验高出较多. 因此, 在下面计算 U^{233} 和 U^{235} 内部激发谱时 (η 分别为 4.8

表 6 $[631 \downarrow]$ 与 $[633 \downarrow]$ 的能级间隔

原 子 核	${}_{92}\text{U}_{141}^{288}$	${}_{92}\text{U}_{148}^{285}$	${}_{94}\text{Pu}_{145}^{299}$
能 量 (keV)	399	190	512

和 5.0), 把 $[631 \downarrow]$ 能级下挪了约 300 keV. 这样可以得到符合实验的结果. 而且, 在计算 ${}_{96}\text{Cm}_{145}^{245}$ 的能谱时 ($\eta = 5.0$), $[631 \downarrow]$ 能级的位置也与实验相符.

三、偶偶核内部激发谱和 β 衰变

利用上节定出的单粒子能级, 可以计算邻近的偶偶核的内部激发谱, 并定量讨论对力对于 β 衰变、 α 衰变等的影响. 目前还没有人对钢系核进行过系统的分析. 由于现有实验数据的限制, 本节将只分析 Th^{228} , Th^{230} , U^{232} , U^{234} 和 Cm^{244} 等核的内部激发谱和 β 衰变. 计算时所用的单粒子能级参数见表 7, 它们是根据奇 A 核的参数来选定的.

在计算中, 所有的基态和对激发态 ($K\pi = 0^+$), 都是将含有对力的哈密顿量严格对角化而得到的, 而对拆散态 (零级组态数 ≤ 7) 则是用近似方法求解的^[1,2]. 近似解法引起的误差约为 0.01—0.02 MeV. 对力强度 G 取为

$$G = 0.70 \kappa \hbar \omega_0 \sim 0.23 \text{ MeV},$$

截断能量取为

$$C = 7.5 \kappa \hbar \omega_0 \sim 2.5 \text{ MeV}.$$

表 7 偶偶核中单粒子能级的 Nilsson 参数

原子核	质 子			中 子			$\delta_{\text{实验}}^*$
	η	μ		η	μ		
		$N=5$	$N=6$		$N=6$	$N=7$	
${}^{228}_{90}\text{Th}$	4.4	0.700	0.666	4.4	0.450	0.414	0.214
${}^{230}_{90}\text{Th}$	4.4	0.700	0.666	4.4	0.450	0.414	0.221
${}^{232}_{92}\text{U}$	4.6	0.700	0.636	4.6	0.450	0.425	0.239
${}^{234}_{92}\text{U}$	4.6	0.700	0.636	4.8	0.430	0.425	0.238
${}^{244}_{96}\text{Cm}$	5.2	0.700	0.620	5.2	0.440	0.418	

* Bell R. E., Bjørnholm S., and Seveniens J. C., *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **32** (1960), No. 12 (原文给出的是 β , $\delta \approx 0.95\beta$).

对力对于 β 衰变也有较显著的影响。概括说来, 可以分三种情形(以 β^+ 为例, β^- 可类似讨论)。

(i) $\{\Omega_p, \Omega_n\} \rightarrow \{\Omega_n, \Omega_{n'}\}$, $\Omega_{n'}$ 能级在费米面上。这种衰变在 $G=0$ 即可实现。考虑对力后, 跃迁将受阻, $\log ft$ 值将增大。

(ii) $\{\Omega_p, \Omega_n\} \rightarrow \{\Omega_n, \Omega_{n'}\}$, $\Omega_{n'}$ 能级在费米面下。这种衰变在 $G=0$ 时是禁戒的。对力出现时, 其禁戒可被解除, 但 $\log ft$ 值仍较大。

(iii) $\{\Omega_p, \Omega_n\} \rightarrow \{\Omega_{n'}, \Omega_{n''}\}$, $n', n'' \neq n$ 。则不论考虑对力与否, 均属完全禁戒。

β 衰变分析对于判明原子核各激发态的性质很有帮助。和文献[2, 8]一样, 在 β 衰变分析中, 先由奇 A 核 β 衰变 $\log ft$ 值, 求出单粒子跃迁的 $\log ft$ 值, 然后用来计算偶 A 核 β

表 8 β 衰变 $\log ft$ 的单粒子值

	初 态	末 态	分类	$(\log ft)_{\text{实验}}$	$R\mathcal{E}^*$	$(\log ft)_{\text{单粒子值}}$
$n \frac{3}{2} + [631\uparrow] \leftrightarrow p \frac{1}{2} - [530\uparrow]$	${}^{228}_{91}\text{Pa} \frac{3}{2} -$	${}^{228}_{92}\text{U} \frac{3}{2} +$	$1u$	7.3	0.420	6.93
$n \frac{5}{2} - [752\uparrow] \leftrightarrow p \frac{5}{2} + [642\uparrow]$	${}^{231}_{93}\text{U} \frac{5}{2} -$	${}^{231}_{91}\text{Pa} \frac{5}{2} +$	$1u$	5.9	0.106	4.92
$n \frac{5}{2} + [633\downarrow] \leftrightarrow p \frac{1}{2} - [530\uparrow]$	${}^{232}_{91}\text{Pa} \frac{3}{2} -$	${}^{232}_{92}\text{U} \frac{5}{2} +$	$1h$	8.9	0.105	7.92
$n \frac{5}{2} + [633\downarrow] \leftrightarrow p \frac{5}{2} + [642\uparrow]$	${}^{231}_{90}\text{Th} \frac{5}{2} +$	${}^{231}_{91}\text{Pa} \frac{5}{2} +$	ah	5.7	0.152	4.88
$n \frac{7}{2} - [743\uparrow] \leftrightarrow p \frac{5}{2} - [523\downarrow]$	${}^{237}_{94}\text{Pu} \frac{7}{2} -$	${}^{237}_{93}\text{Np} \frac{5}{2} -$	aN	6.8	0.154	5.99
	${}^{239}_{95}\text{Am} \frac{5}{2} -$	${}^{239}_{94}\text{Pu} \frac{7}{2} -$	aN	>8	0.136	>7.14
$n \frac{1}{2} + [631\downarrow] \leftrightarrow p \frac{1}{2} - [530\uparrow]$	${}^{235}_{91}\text{Pa} \frac{3}{2} -$	${}^{235}_{92}\text{U} \frac{1}{2} +$	$1u$	6.0	0.125	5.10
$n \frac{5}{2} + [622\uparrow] \leftrightarrow p \frac{5}{2} - [523\downarrow]$	${}^{245}_{95}\text{Am} \frac{5}{2} -$	${}^{245}_{96}\text{Cm} \frac{5}{2} +$	$1u$	6.2	0.373	5.77
$n \frac{7}{2} + [624\downarrow] \leftrightarrow p \frac{5}{2} - [523\downarrow]$	${}^{245}_{95}\text{Am} \frac{5}{2} -$	${}^{245}_{96}\text{Cm} \frac{7}{2} +$	$1u$	6.2	0.513	5.91

* R 和 $\mathcal{E}$ 的意义见文献[2]。

衰变的 $\log ft$ 值。錒系奇 A 核的 β 衰变实验值見附录 1。定量計算偶 A 核 β 衰变时，要用到的奇 A 核 β 衰变 $\log ft$ 实验值和单粒子值見表 8。

和文献[2]相同，为叙述簡洁，在下面討論中引进了一些符号（仍以 β^+ 衰变为例說明）：

$A: K = Q_p + Q_n \left(Q_p, Q_n \approx \frac{1}{2} \right) \rightarrow$ 偶偶核基态或对激发态，属于高級禁戒跃迁，

$\log ft$ 值很大，一般很不容易观测到这种 β 衰变；

$B: K = |Q_p \pm Q_n| \rightarrow K' = |Q_{n'} \pm Q_{n''}| (n', n'' \approx n)$ ，不論考虑对力与否，均属完全禁戒；

C ：一般的二級以上的禁戒跃迁；

D ：衰变核子末态在費米面以下，在 $G = 0$ 时是禁戒的，但在 $G \approx 0$ 时，禁戒解除；

E ：从能量来考虑， β 衰变不会发生；

$*$ ：凡加星号者表示耦合方式改变，即 $K = |Q_p \pm Q_n| \rightarrow K' = |Q_n \mp Q_{n'}|$ ，此时， $\Delta Q = \min \{Q_n, Q_{n'}\} + Q_p$ ，一般很难观察到。

下面依次对 Th^{228} 、 Th^{230} 、 U^{232} 、 U^{234} 和 Cm^{244} 的内部激发譜及 β 衰变进行分析，然后再对錒系偶偶核内部激发譜和振动激发譜的某些一般規律进行討論。有关的实验数据来源見附录 2。

1. 对几个偶偶核的具体分析

(1) ${}_{90}\text{Th}^{228}$

从 β 衰变已观测到的四个能級可能是内部激发态（见图 5）。能譜計算和实验的比較見图 6， β 衰变分析見表 9。

1.123 MeV 能級 ($I\pi K = 2^- - 2^-$)

从 ${}_{89}\text{Ac}^{228} 3^+$ 态和 ${}_{91}\text{Pa}^{228} 3^+$ 态均有到此能級的 β 衰变， $\log ft$ 值分別为 8.0 和 8.2。按理論計算，在 1.18 MeV 附近有 $pp(651\uparrow + 530\uparrow)2^-$ 态，从 ${}_{89}\text{Ac}^{228} 3^+$ 态到此能級的 β 衰变 ($1u$) $\log ft$ 值为 7.7，和实验值接近。从 ${}_{91}\text{Pa}^{228} 3^+$ 态到此能級的 β 衰变属于 $1u(D)$ 型， $\log ft$ 值应比 Ac^{228} 到此能級的 β 衰变稍大，和实验不矛盾。因此，从能級位置和 β 衰变来看，把 1.123 MeV 能級看成是 $pp(651\uparrow + 530\uparrow)$ 对拆散态是合理的。

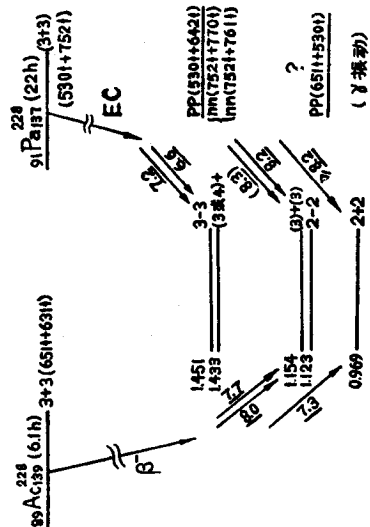
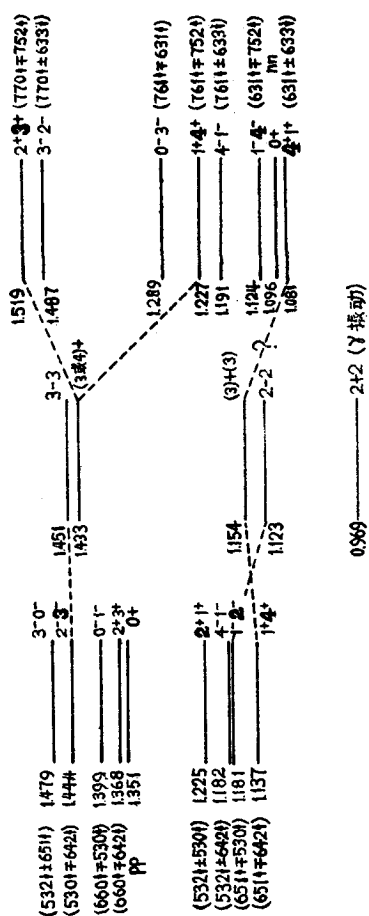
1.154 MeV 能級 ($I\pi K = (3) + (3)$)

根据現有实验資料，在 ${}_{89}\text{Ac}^{228}$ 和 ${}_{91}\text{Pa}^{228}$ 的 β 衰变中都观测到这条能級。如实验肯定无誤，則此能級不能解释成对拆散态，因按照两个母核的状态来判断，其宇称必为奇，和实验矛盾。另外，这条能級也不属于已測出的 γ 振动带。因此理論上解释此能級还有困难。

如认为此能級是 $pp(660\uparrow + 642\uparrow)3^+$ 态，則 Ac^{228} 和 Pa^{228} 到此能級的 β 衰变完全禁戒，和实验也矛盾。由于实验上此能級自旋的測量結果不肯定，如果設想其 $K\pi = 4^+$ ，則此能級可解释成 $pp(651\uparrow + 642\uparrow)4^+$ 或 $nn(633\downarrow + 631\uparrow)4^+$ 态。此时 Ac^{228} 到此能級的 β 衰变属于 ah 型，和实验測得的 $\log ft$ 值不矛盾。

1.433 MeV 能級 ($I\pi = (3 \text{ 或 } 4)^+$)

按理論計算的能級位置和 β 衰变分析，这个能級可能是 $nn(770\uparrow + 752\uparrow)3^+$ 或



0328 ——— 1-0 (b 振动)

(b 振动)

0 ——— 理论(质子) 0+ ——— 实验 0+0 ——— 0+ ——— 理论(中子)

541, 660, 532, 651, 642, 530, 523

图 5 $^{228}\text{Ac}^{138}$ 和 $^{228}\text{Pa}^{187}$ 的 β 衰变

图中组态下划线者表示比较肯定的组态。图中未画出到转动激发态的衰变(图 7, 9, 11, 13 亦如此)

图 6 $^{228}\text{Th}^{228}$ 的内部激发谱

为便于参考, 图下给出了单粒子能级次序, 下面划线者是费米面下的最高能级。图中的组态字表示易在 β 衰变中测出的能级(图 8, 10, 12, 14 亦如此)

表 9 $^{228}_{89}\text{Ac}$ 和 $^{228}_{91}\text{Pa}$ 的 β 衰变分析

母核 子核	$^{228}_{89}\text{Ac}(651\uparrow + 631\uparrow)(3^+)$			$^{228}_{91}\text{Pa}(530\uparrow + 752\uparrow)(3^+)$		
	跃迁类型	$\log ft$		跃迁类型	$\log ft$	
		理论 ¹⁾	实验		理论*	实验
$^{228}_{90}\text{Th}$						
基态 0^+	A			A		
质子激发态						
$\{651\uparrow\}$ 1^+	C^*			B		
$\{642\uparrow\}$ 4^+	$n631\uparrow \rightarrow p642\uparrow \text{ } ah$	(≤ 7)		C^*		
$\{651\uparrow\}$ 1^-	C^*			$p651\uparrow \rightarrow n752\uparrow \text{ } 1u(D)$		8.2
$\{530\uparrow\}$ 2^-	$n631\uparrow \rightarrow p530\uparrow \text{ } 1u$	7.7	8.0	B		
$\{532\downarrow\}$ 4^-	B			$p532\downarrow \rightarrow n752\uparrow \text{ } aN(D)$	(~ 7)	
$\{642\uparrow\}$ 1^-	B			C^*		
$\{532\downarrow\}$ 2^+	B					
$\{530\uparrow\}$ 1^+	B					
对激发态 0^+	A			A		
$\{660\uparrow\}$ 2^+	B			B		
$\{642\uparrow\}$ 3^+	B			C^*		
$\{660\uparrow\}$ 0^-	B			$p660\uparrow \rightarrow n752\uparrow \text{ } 1h(D)$		
$\{530\uparrow\}$ 1^-	B			C^*		
$\{530\uparrow\}$ 2^-	B			$p642\uparrow \rightarrow n752\uparrow \text{ } 1u$	6.9	7.2
$\{642\uparrow\}$ 3^-	$n631\uparrow \rightarrow p532\downarrow \text{ } 1u(D)$			B		
$\{532\downarrow\}$ 3^-	C^*					
$\{651\uparrow\}$ 0^-						
中子激发态						
$\{633\downarrow\}$ 4^+	$n633\downarrow \rightarrow p651\uparrow \text{ } ah$	(~ 6.5)		B		
$\{631\uparrow\}$ 1^+						
对激发态 0^+	A			A		
$\{631\uparrow\}$ 1^-	C^*			C^*		
$\{752\uparrow\}$ 4^-	$n752\uparrow \rightarrow p651\uparrow \text{ } 1u$			$p530\uparrow \rightarrow n631\uparrow \text{ } 1u$	(~ 7)	
$\{761\uparrow\}$ 4^-	B			B		
$\{633\downarrow\}$ 1^-	B			C^*		
$\{761\uparrow\}$ 1^+	B			$p530\uparrow \rightarrow n761\uparrow \text{ } aN(D)$	(≤ 7)	
$\{752\uparrow\}$ 4^+	B			B		
$\{761\uparrow\}$ 0^-	C^*					
$\{631\uparrow\}$ 3^-	$n761\uparrow \rightarrow p651\uparrow \text{ } 1u$			B		
$\{770\uparrow\}$ 3^-	B			B		
$\{633\downarrow\}$ 2^-	B			C^*		
$\{770\uparrow\}$ 2^+	B			$p530\uparrow \rightarrow n770\uparrow \text{ } aN$	(~ 7)	
$\{752\uparrow\}$ 3^+						

* 括号内的数字为估计值,下同。

$nn(761\uparrow + 752\uparrow)4^+$ 。从 $\text{Pa}^{228}3^+$ 态到此能级 β 衰变属于 aN 型,估计 $\log ft \leq 7$, 和实验测得的 $\log ft = 6.6$ 不矛盾。从 $\text{Ac}^{228}3^+$ 态到此能级的 β 衰变是完全禁戒 (B) 的, 实验上果然未观察到。另外,把此能级解释成其它的对拆散态都和 β 衰变实验矛盾。

1.451 MeV 能级 ($I\pi K = 3 - 3$)

按能级位置和 β 衰变分析,它只能解释成 $pp(530\uparrow + 642\uparrow)3^-$ 态。由 $\text{Pa}^{228}3^+$ 态到此态的 β 衰变属于 $1u$, $\log ft$ 计算值为 6.9, 和实验值 7.2 接近。从 $\text{Ac}^{228}3^+$ 态到此态的 β 衰变是完全禁戒 (B) 的, 实验上果未测到。若把此能级解释成 $pp(532\downarrow + 651\uparrow)3^-$ 态、 $nn(770\uparrow + 633\downarrow)3^-$ 态或 $nn(761\uparrow + 631\uparrow)3^-$ 态, 则 Pa^{228} 到这些态的 β 衰变完全禁戒 (B),

和实验矛盾。

另外还有一些对拆散态可以通过 $\text{Ac}^{228} 3^+$ 态或 $\text{Pa}^{228} 3^+$ 态的 β 衰变观测到, 例如 $pp(532\downarrow + 530\uparrow)2^+$ 、 $pp(660\uparrow + 530\uparrow)1^-$ 和 $nn(631\uparrow + 752\uparrow)4^-$ 态(见表 9)。

(2) ${}_{90}\text{Th}^{230}$

β 衰变实验资料见图 7, 能谱计算和实验比较见图 8。 β 衰变理论分析见表 10。

表 10 ${}_{91}\text{Pa}_{139}^{230}$ 和 ${}_{89}\text{Ac}_{141}^{230}$ 的 β 衰变分析

母核 子核	${}_{91}\text{Pa}_{139}^{230}(530\uparrow - 631\uparrow)(1^-)$	$\log ft$		${}_{89}\text{Ac}_{141}^{230}(651\uparrow - 633\downarrow)(1^+)$	$\log ft$	
		跃迁类型	理论 实验		跃迁类型	理论 实验
${}_{90}\text{Th}_{140}^{230}$						
基态 0^+	$p530\uparrow \rightarrow n631\uparrow 1u$		(~7.0)	$n633\downarrow \rightarrow p651\uparrow ah$		(~6.6)
质子激发态						
$\{651\uparrow\} 1^+$	B			$n633\downarrow \rightarrow p642\uparrow ah$		
$\{642\uparrow\} 4^+$				C^*		
$\{651\uparrow\} 1^-$	$p651\uparrow \rightarrow n631\uparrow ah(D)$		7.0	$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow 1h$		
$\{530\uparrow\} 2^-$	$ah^*(D)$			$1h^*$		
$\{532\downarrow\} 4^-$	B			B		
$\{642\uparrow\} 1^-$				B		
$\{532\downarrow\} 2^+$	$p532\downarrow \rightarrow n631\uparrow 1u^*(D)$			B		
$\{530\uparrow\} 1^+$	$1u(D)$					
对激发态 0^+	$p530\uparrow \rightarrow n631\uparrow 1u$		(>7)	$n633\downarrow \rightarrow p651\uparrow ah$		(>6.6)
$\{660\uparrow\} 2^+$	B			B		
$\{642\uparrow\} 3^+$				B		
$\{660\uparrow\} 0^-$	$p660\uparrow \rightarrow n631\uparrow ah(D)$			B		
$\{530\uparrow\} 1^-$	$ah^*(D)$			B		
$\{530\uparrow\} 2^-$	$p642\uparrow \rightarrow n631\uparrow ah$					
$\{642\uparrow\} 3^-$	C^*					
$\{532\downarrow\} 3^-$	B			$n633\downarrow \rightarrow p532\downarrow 1u^*(D)$		
$\{651\uparrow\} 0^-$				$1u(D)$		
中子激发态						
$\{633\downarrow\} 5^-$	B			C^*		
$\{752\uparrow\} 0^-$				$n752\uparrow \rightarrow p651\uparrow 1h$		
对激发态 0^+	$p530\uparrow \rightarrow n631\uparrow 1u$		(>7)	$n633\downarrow \rightarrow p651\uparrow ah$		(>6.6)
$\{631\uparrow\} 1^-$	$p530\uparrow \rightarrow n752\uparrow aN(D)$			B		
$\{752\uparrow\} 4^-$	C^*					
$\{631\uparrow\} 4^+$	C^*			C^*		
$\{633\downarrow\} 1^+$	$p530\uparrow \rightarrow n633\downarrow 1h$			$n631\uparrow \rightarrow p651\uparrow ah$		
$\{761\uparrow\} 4^-$	B			C^*		
$\{633\downarrow\} 1^-$				$n761\uparrow \rightarrow p651\uparrow 1u$		
$\{761\uparrow\} 1^+$	B			B		
$\{752\uparrow\} 4^+$						

0.953 MeV 能级 ($I\pi K = 1 - 1$)

此能级可看成 $pp(651\uparrow - 530\uparrow)1^-$ 态或 $nn(631\uparrow - 752\uparrow)1^-$ 态。此时, 由 ${}_{91}\text{Pa}^{230} 1^-$ 态到此能级的 β 衰变分别属于 $ah(D)$ 型和 $aN(D)$ 型, 这可以解释实验测得的 $\log ft = 7.0$ 。其次可以注意到, 在 ${}_{90}\text{Th}^{228}$ 中曾出现 $pp(651\uparrow + 530\uparrow)2^-$ 态, 能量为 1.123 MeV, 如果认为 Th^{228} 和 Th^{230} 两核的自洽场变化不大, 则 Th^{228} 的 $pp(651\uparrow + 530\uparrow)2^-$ 态 (1.123 MeV) 和 Th^{230} 的 $pp(651\uparrow - 530\uparrow)1^-$ 态 (0.953 MeV) 构成一组对拆散双重态 (pair-broken

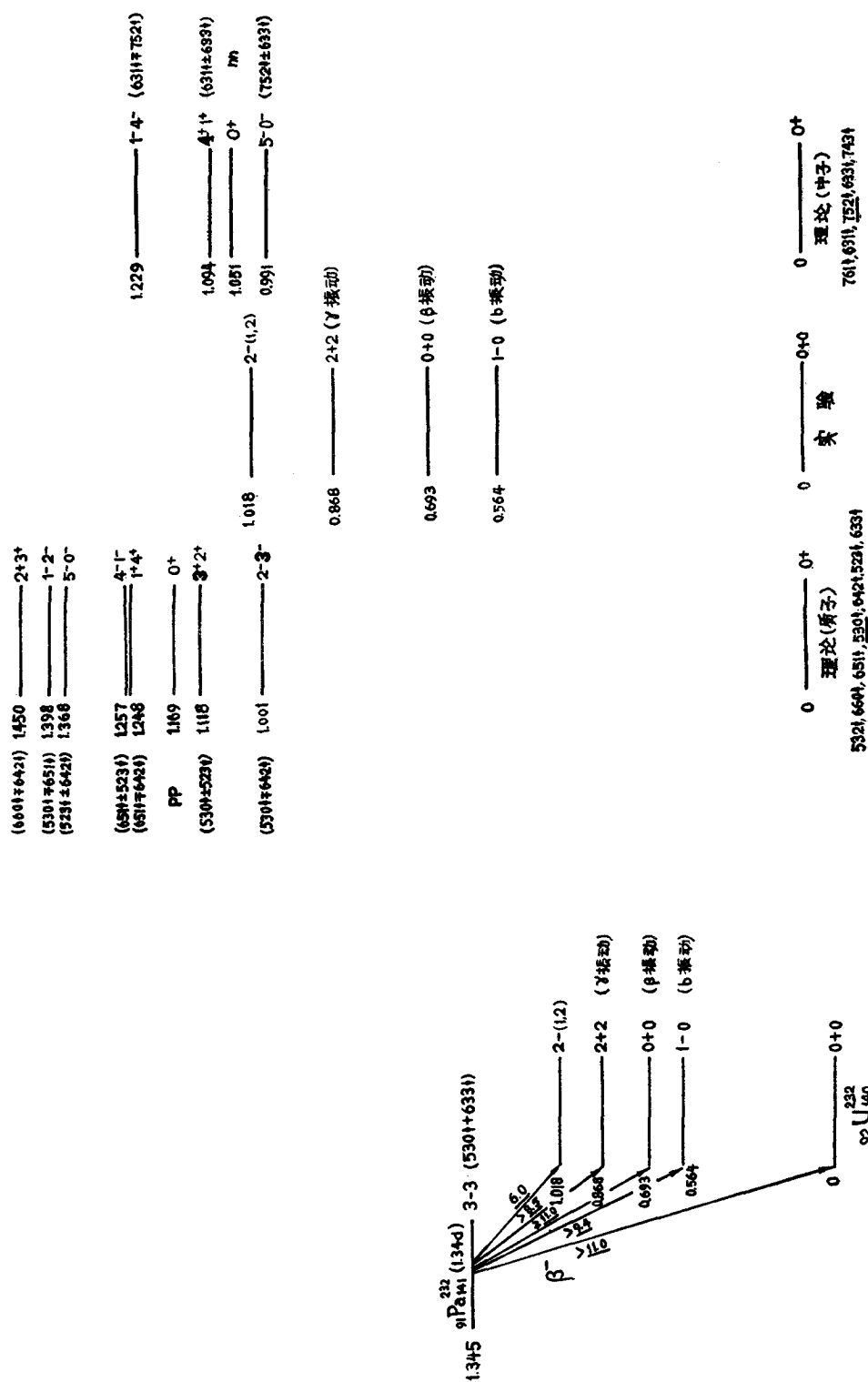


图9 ${}_{91}\text{Pa}^{232}$ 的 β 衰变

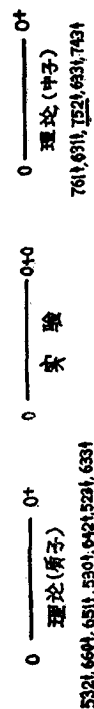


图 10 ^{233}U 的内部激发谱

doublets), 相对位置符合 Gallagher 的經驗規則^[8]。

1.060 MeV 能級 ($I\pi = (2^+)$)

如果此能級是对拆散态, 則只能是 $pp(532\downarrow + 530\uparrow)2^+$ 态, 从 $\text{Pa}^{230} 1^-$ 态到此能級衰变属于 $1u^*$ 型。实验上此能級自旋还不肯定; 如是 $K\pi=1^+$, 則可能是 $pp(532\downarrow - 530\uparrow)1^+$ 态。

另外, 还有些能級應該可以在 Pa^{230} 的 β 衰变中观测到(見表 10)。

(3) ${}_{92}\text{U}^{232}$

有关的 β 衰变数据見图 9, 能譜分析見图 10, β 衰变分析見表 11。

除已測出的 b 振动、 β 振动和 γ 振动带以外, 內部激发譜中还測出 1.018 MeV ($I\pi = 2^-$) 能級和 1.053 MeV ($I\pi = 3^-$) 能級。有人認為它們是 $K\pi = 2^-$ 的轉动带。从 ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 到此二能級的 β 衰变 $\log ft$ 值分别为 6.0 和 6.3。

按能譜計算(图 10), 它們可能属于 $pp(530\uparrow - 642\uparrow)2^-$ 态。但若認為 ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 基态是 $(530\uparrow + 633\uparrow)3-3^{11}$, 則解釋 β 衰变有困难, 因此时 β 衰变过程涉及两奇粒子耦合方式的改变 ($K = Q_1 + Q_2 \rightarrow K' = |Q_1 - Q_2|$, $\Delta Q = 5$), 跃迁是很困难的。

但按照 Gallagher-Moszkowski 規則^[11] (后将討論, 此規則在錒系核中毫无例外地为实验証实, 見表 16。但此規則对 $K = 0$ 时可能不成立), ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 的基态应是 $(530\uparrow - 633\downarrow)2-2$, 而 $(530\uparrow + 633\downarrow)3-3$ 应更高些(應該指出, 在 ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 中, 第 91 个質子处于 $530\uparrow$ 、第 141 个中子处于 $633\downarrow$ 是相当肯定的, 附近单粒子能級并无接近簡并的情况)。因此我們有理由認為 ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 的基态不是 3^- , 而是 2^- 。

按此解釋, 則到 ${}_{92}\text{U}^{232}$ 1.018 MeV, $I\pi K = 2-2$ 能級的 β 衰变将得到极为滿意的解釋。跃迁属于 $633\downarrow \rightarrow 642\uparrow (ah)$, 从附近奇 A 核类似的 β 衰变来估計, $\log ft \sim 6.0$, 和实验完全符合。

表 11 ${}_{91}\text{Pa}^{232}_{141}$ 的 β 衰变分析

子核 \ 母核	$_{91}\text{Pa}_{141}^{232}(530 + 633\downarrow)3^-$		
	跃迁类型	$\log ft$	
$_{92}\text{U}_{140}^{232}$			理论 实验
基态 0^+	A	(~ 6)	>11.0
质子激发态			6.0
$\{530\uparrow\} \quad 2^-$ $\{642\uparrow\} \quad 3^-$	$n633\downarrow \longrightarrow p642\uparrow \quad \begin{smallmatrix} ah^* \\ ah \end{smallmatrix}$		
$\{530\uparrow\} \quad 3^+$ $\{523\downarrow\} \quad 2^+$	$n633\downarrow \longrightarrow p523\downarrow \quad \begin{smallmatrix} 1u \\ 1u^* \end{smallmatrix}$		
对激发态 0^+	A	(≥ 7.0)	
$\{651\uparrow\} \quad 1^+$ $\{642\uparrow\} \quad 4^+$	B		
$\{651\uparrow\} \quad 4^-$ $\{523\downarrow\} \quad 1^-$	B		
$\{523\downarrow\} \quad 5^-$ $\{642\uparrow\} \quad 0^-$	E		
$\{530\uparrow\} \quad 1^-$ $\{651\uparrow\} \quad 2^-$	E		
$\{660\uparrow\} \quad 2^+$ $\{642\uparrow\} \quad 3^+$	E		
中子激发态			
$\{752\uparrow\} \quad 5^-$ $\{633\downarrow\} \quad 0^-$	C C^*		
对激发态 0^+	A		
$\{631\uparrow\} \quad 4^+$ $\{633\downarrow\} \quad 1^+$	$n631\uparrow \longrightarrow p530\uparrow \begin{smallmatrix} 1u(D) \\ 1u^*(D) \end{smallmatrix}$		
$\{631\uparrow\} \quad 1^-$ $\{752\uparrow\} \quad 4^-$	B		

1) 这是 Bjørnholm 等人的分析结果^[9], 但据 Джебелов 等人收集的資料^[10], Pa^{232} 的基态自旋为 2^- 。

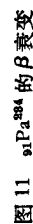


图 12 $^{92}\text{U}^{234}$ 的内部激发谱

按此解释,则还应观察到 ${}_{91}\text{Pa}_{141}^{232}$ 基态到 ${}_{92}\text{U}_{140}^{232}$ 基态的 β 衰变,跃迁属于 $(633\downarrow \rightarrow 530\uparrow)$ ($1h$), 估计 $\log ft \sim 9$, 和实验 (> 11.0) 有出入。但从 ${}_{91}\text{Pa}_{141}^{232}$ ($530\uparrow + 633\downarrow$) $3-3$ (比基态略高)到 ${}_{92}\text{U}^{232}$ 基态,则属于高级禁戒跃迁。很可能是实验上未能把这两种不同能量(但很靠近)的 β 电子分开来。

从 ${}_{91}\text{Pa}_{141}^{232}$ ($530\uparrow - 633\downarrow$) $2-2$ 的 β 衰变还应可以观测出下列内部激发态: $pp(530\uparrow - 523\downarrow)2 + (1u)$; $nn(631\uparrow - 633\downarrow)1 + (1u)$ 。

从 ${}_{91}\text{Pa}_{141}^{232}$ ($530\uparrow + 633\downarrow$) $3-3$ 的 β 衰变,应可以观测到下列内部激发能级: $pp(530\uparrow$

表 12 ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$ 的 β 衰变分析

母核 子核	${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}(530\uparrow + 743\uparrow)(4^+)$			${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}(530\uparrow - 631\downarrow)(0^-)$		
	跃迁类型	$\log ft$		跃迁类型	$\log ft$	
		理论	实验		理论	实验
基态 0^+	A			$n631\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1u$	5.2	5.5
质子激发态				C		
$\{530\uparrow\}$ 2^-	$n743\uparrow \rightarrow p642\uparrow$ $1u^*$	(~ 7)	7.9	C^*		
$\{642\uparrow\}$ 3^-	$1u$			C^*		
$\{530\uparrow\}$ 3^+	$n743\uparrow \rightarrow p523\uparrow$ aN	> 7.4		$n631\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1h$	5.9	
$\{523\downarrow\}$ 2^+	C^*			$n631\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1u$		
对激发态 0^+	A			B		
$\{651\uparrow\}$ 1^+	B			B		
$\{642\uparrow\}$ 4^+	B			B		
$\{651\uparrow\}$ 4^-	B			B		
$\{523\downarrow\}$ 1^-	B			B		
$\{523\downarrow\}$ 5^-	B			$n631\downarrow \rightarrow p651\downarrow$ ah		
$\{642\uparrow\}$ 0^-	C^*			C^*		
$\{530\uparrow\}$ 1^-	$n743\uparrow \rightarrow p651\uparrow$ $1h(D)$			B		
$\{651\uparrow\}$ 2^-	B			$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1h(D)$		
$\{660\uparrow\}$ 2^+	B			C^*		
$\{642\uparrow\}$ 3^+	B			$n631\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1u$	7.3	
中子激发态				B		
$\{633\downarrow\}$ 6^-	$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1h(D)$			B		
$\{743\uparrow\}$ 1^-	C^*			$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1h(D)$		
$\{633\downarrow\}$ 2^+	B			C^*		
$\{631\downarrow\}$ 3^+	B			$n631\downarrow \rightarrow p530\uparrow$ $1u$		
对激发态 0^+	A			B		
$\{631\uparrow\}$ 2^-	$n631\uparrow \rightarrow p530\uparrow$ $1u^*(D)$			B		
$\{743\uparrow\}$ 5^-	$1u(D)$			B		
$\{752\uparrow\}$ 1^+	C^*			B		
$\{743\uparrow\}$ 6^+	C			B		
$\{631\uparrow\}$ 2^+	B			B		
$\{631\downarrow\}$ 1^+	B			B		
$\{633\downarrow\}$ 5^+	B			B		
$\{622\uparrow\}$ 0^+	B			B		
$\{631\uparrow\}$ 4^+	B			C^*		
$\{633\downarrow\}$ 1^+	B			C		
$\{752\uparrow\}$ 3^-	B			B		
$\{631\downarrow\}$ 2^-	B					
$\{752\uparrow\}$ 5^-	B					
$\{633\downarrow\}$ 0^-	B					

+ 523↓)3 + (1u), $nn(631↑ + 633↓)4 + (1u)$.

(4) ${}_{92}\text{U}_{142}^{234}$

有关的 β 衰变实验数据见图 11, 内部激发谱的计算和实验结果的比较见图 12, β 衰变理论分析见表 12.

1.046 MeV 能级 ($I\pi K = 0 + 0$)

由于在 0.811 MeV 处已出现一条 β 振动能级, 在 0.922 MeV 处已出现了一条 γ 振动能级, 再把此能级解释成振动激发(一个或两个声子)是不大合理的. 按本文计算, 可把它解释成对激发态.

${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}$ 的 0^- 能级到 U^{234} 基态的 β 衰变 ($1u$) $\log ft$ 实验值为 5.5, 而理论计算值为 5.2. 如把 1.046 MeV 能级看成是质子对激发态 $pp\ 0^+$, 则计算出 $\text{Pa}^{234}\ 0^-$ 态衰变到该状态的 $\log ft$ 值为 5.9, 比实验值 6.7 要小. 但若看成中子对激发态 $nn\ 0^+$, 则 $\log ft$ 计算值为 7.3, 又比实验值大些. 因此, 1.046 MeV 能级可能是 $pp\ 0^+$ 和 $nn\ 0^+$ 的混合. 由于两者的能量相近, 适当考虑 np 力, 对于解释 β 衰变和能级位置都是有利的.

1.150 MeV 能级 ($I\pi K = (3) + (3)$)

若把此能级看成 $pp(530↑ + 523↓)3^+$ 态, 并根据 ${}_{95}\text{Am}^{239} \rightarrow {}_{94}\text{Pu}^{239}$ 的 β 衰变 $\log ft$ 值, 可以计算出 ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}\ 4^+$ 态到此能级的 β 衰变 $\log ft$ 值 > 7.4 , 而实验值为 7.9. (但若根据 ${}_{94}\text{Pu}^{237} \rightarrow {}_{93}\text{Np}^{237}$ 的 β 衰变 $\log ft$ 值来计算, 则所得结果为 6.2, 两者相差甚远.) 若把此能级看成 $nn(633↓ + 631↓)3^+$ 态, 则 ${}_{91}\text{Pa}_{143}^{234}\ 4^+$ 态跃迁到此能级是完全禁戒的. 适当考虑 np 力, 则此能级可以看成 $pp(530↑ + 523↓)3^+$ 和 $nn(633↓ + 631↓)3^+$ 的混合, 这对于解释 β 衰变是有利的.

1.374 MeV 能级 ($I\pi K = 5 - 5$)

理论计算出的能谱中, 在此能量附近有两条 5^- 能级, 即 $pp(523↓ + 642↑)5^-$ 和 $nn(631↑ + 743↑)5^-$. 由 ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ 的 4^+ 能级到前者的 β 衰变是完全禁戒的, 到后者的衰变属于 $1u$, $\log ft$ 计算值为 7.1, 实验值为 > 8.2 . 因此, 1.374 MeV 能级也可能是两者的混合.

从理论上(见表 12), 在 ${}_{91}\text{Pa}^{234}$ 的 4^+ 态 β 衰变中还可以观察到下列一些较低的对拆散态, 如 $pp(530↑ + 642↑)3^-$ ($E \sim 1\text{ MeV}$)、 $nn(633↓ + 743↓)6^-$ ($E \sim 1\text{ MeV}$) 等等.

(5) ${}_{96}\text{Cm}_{148}^{244}$

由 ${}_{95}\text{Am}_{149}^{244}\ 6^-$ 态 (10.1 小时) 的 β 衰变, 可测到 ${}_{96}\text{Cm}_{148}^{244}$ 的一个同质异能态 ($T_{1/2} = 0.034$ 秒), $I\pi K = 6 + 6$, 能量为 1.042 MeV, β 衰变 $\log ft$ 值为 5.7. 此能级完全无法用振动激发来解释. 但若解释成中子对拆散态 $nn(622↑ + 624↓)6^+$ 态, 则能级位置和 β 衰变都可以得到很好的说明. 按理论计算, 此态的内部激发能量约为 0.92 MeV, 考虑转动能之后, 能量为 0.96 MeV, 和实验值接近. 计算出的 β 衰变 ($1u$) $\log ft = 6.0$, 亦和实验接近.

由 ${}_{95}\text{Am}^{244}\ 1^-$ 态 (26 分) 可以衰变到 Cm^{244} 的基态, 是属于 $1u$, 计算出 $\log ft = 6.3$, 和实验值一致.

理论计算表明, 在 1.042 MeV $6 + 6$ 能级之上, 还应有 $nn(622↑ - 624↓)1 + 1$ 能级, 它可以在 $\text{Am}^{244}\ 1^-$ 态的 β 衰变中观测到, $\log ft \sim 5.7$. 建议实验工作者测量它. 这对于研究和自旋有关的作用力很有帮助.

表 13 $^{244}_{149}\text{Am}$ 的 β 衰变分析

母核 子核	$^{244}_{149}\text{Am}(523\downarrow + 624\uparrow)(6^-)$			$^{244}_{149}\text{Am}(523\downarrow - 624\uparrow)(1^-)$		
	跃迁类型	log ft		跃迁类型	log ft	
		理论	实验		理论	实验
$^{244}_{148}\text{Cm}$						
基态 0^+	A			$n624\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1u$	6.3	6.3
质子激发态						
$\{523\downarrow\}$ 4^+	$n624\downarrow \rightarrow p521\uparrow$ $1h$			C^*		
$\{521\uparrow\}$ 1^+	C^*			$n624\downarrow \rightarrow p521\uparrow$ $1h$		
$\{523\downarrow\}$ 6^-	$n624\downarrow \rightarrow p633\uparrow$ ah	(~6)		C^*		
$\{633\uparrow\}$ 1^-	C^*			$n624\downarrow \rightarrow p633\uparrow$ ah	(~6)	
$\{642\uparrow\}$ 1^-	BE			B		
$\{521\uparrow\}$ 4^-						
对激发态 0^+	E			$n624\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1u$		
中子激发态						
$\{622\uparrow\}$ 6^+	$n622\uparrow \rightarrow p523\downarrow$ $1u$	6.0	5.7	C^*		
$\{624\downarrow\}$ 1^+	C^*			$n622\uparrow \rightarrow p523\downarrow$ $1u$	6.0	
$\{622\uparrow\}$ 2^-	B			B		
$\{734\uparrow\}$ 7^-						
对激发态 0^+	A			$n624\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1u$		
$\{631\downarrow\}$ 3^+	C^*			$n631\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1h$		
$\{624\downarrow\}$ 4^+	$n631\downarrow \rightarrow p523\downarrow$ $1h$			C^*		
$\{743\uparrow\}$ 7^-	$n743\uparrow \rightarrow p523\downarrow$ aN	(~7)		C^*		
$\{624\downarrow\}$ 0^-	C^*			$n743\uparrow \rightarrow p523\downarrow$ aN	(~7)	

此外,在 Am^{244} 的 1^- 态 β 衰变中,还可以观测到 Cm^{244} 的中子对激发态,其能量 ~ 1.1 MeV, 衰变属于 $1u(624\uparrow \rightarrow 523\downarrow)$.

2. 小 结

(1) 比较目前已有数据(能谱和 β 衰变)和理论计算,把表 14 中所列各能级看成是内部激发态是合理的(并参阅图 15 和图 16).

表 14 锕系偶偶核中比较肯定的内部激发能级

原 子 核	$E(\text{MeV})$	$I\pi K$	组 态
$^{228}_{90}\text{Th}$	1.123	2-2	$pp(530\uparrow + 651\uparrow)$
	1.451	3-3	$pp(530\uparrow + 642\uparrow)$
$^{230}_{90}\text{Th}$	0.953	1-1	$pp(530\uparrow - 651\uparrow)$ 或 $nn(631\uparrow - 752\uparrow)$
$^{232}_{92}\text{U}$	1.018	2-2	$pp(530\uparrow - 642\uparrow)$
$^{234}_{92}\text{U}$	1.046	0+0	$(pp0+) + (nn0+)$
	1.150	(3)+(3)	$pp(530\uparrow + 523\downarrow) + nn(633\downarrow + 631\downarrow)$
	1.374	5-5	$nn(631\uparrow + 743\uparrow) + pp(523\downarrow + 642\uparrow)$
$^{244}_{96}\text{Cm}$	1.042	6+6	$nn(622\uparrow + 624\downarrow)$

(2) 实验上对锕系偶偶核内部激发谱的研究还刚开始. 理论计算出在 1—2 MeV 中

还有很多对拆散态,尚未在实验上观察到。其中大部分在 β 衰变中不易测出,须从其它实验(例如非弹性散射以及削裂反应等各种类型的核反应)来观测。但也有一些能级是在 β 衰变中测出的。我们在表 15 中列出了一部分,希望在实验中进一步检验它们。

(3) 在铀系偶偶核中已系统地观测到下列各类型的振动态(参见图 15 和图 16):

$$K\pi = 2^+(\gamma \text{ 振动})^{[12]}, E \sim 0.8-1.0 \text{ MeV};$$

$$K\pi = 0^+(\beta \text{ 振动})^{[12]}, E \sim 0.7-0.9 \text{ MeV};$$

$$K\pi = 0^-(b \text{ 振动})^{[13]}, E \sim 0.5-0.7 \text{ MeV}.$$

由于这些能带都较低(一般其基态 $E < 1 \text{ MeV}$),而且系统地出现在各个核中,要把它们解释成对拆散态或对激发态是有困难的。在偶偶核的低对拆散态中,并不系统地出现 $K\pi = 2^+$ 或 0^- 的态,而对激发态($K\pi = 0^+$)一般能量在 1 MeV 以上。

除了 ${}_{92}\text{U}^{234}$ 的 $1.042 \text{ MeV } 0+0$ 态可以解释成对激发态外,其余的对激发态在 β 衰变或 α 衰变中观察起来大多有困难,实验上也果然未观测到。

${}_{92}\text{U}^{234}$ 的 $0.795 \text{ MeV } 1-0$ 态比邻近的偶偶核的 b 振动能级($I\pi K = 1-0$)要高出许多(见图 16),这能级的解释现在还不清楚。

(4) 偶偶核中的对拆散双重态(pair-broken doublets, $K = |Q_1 \pm Q_2|$)还很少被观测到。目前已有的数据中只有 ${}_{90}\text{Th}^{228}$ 的 $1.123 \text{ MeV } 2-2$ 能级和 ${}_{90}\text{Th}^{230}$ 的 $0.953 \text{ MeV } 1-1$ 能级可能构成对拆散双重态。

但奇奇核中则已观测到较多的 $K = |Q_p \pm Q_n|$ 的双重态。这些双重态的次序完全符合 Gallagher-Moszkowski 经验规则^[11](见表 16)。这种能级的分裂来自 np 之间和自旋有关的相互作用。

唯一的例外是 ${}_{91}\text{Pa}^{231}$ 的基态是 $(530 \uparrow + 633 \downarrow)3-3$ 。它不符合 Gallagher-Moszkowski 规则,而且对解释 β 衰变也有极大困难。有理由怀疑 ${}_{91}\text{Pa}^{231}$ 的基态不是 $3-3$,而是 $(530 \uparrow - 633 \downarrow)2-2$,目前在实验上可能尚未把它和较高的能级 $(530 \uparrow + 633 \downarrow)3-3$ 分离开来。

(5) ${}_{92}\text{U}^{234}$ 和 ${}_{90}\text{Th}^{230}$ 的内部激发谱和 β 衰变分析表明,某些内部激发态应该是中子对拆散态和质子对拆散态($IK\pi$ 均相同)的混合(见表 14),而 U^{234} 的 $1.046 \text{ MeV } 0+0$ 态似应看成是中子对激发态和质子对激发态的混合。这些现象要求在进一步研究中还应把 np 力考虑进去。

此外,我们还计算了奇偶质量差 Δ_p 与 Δ_n ,所涉及偶偶核的单粒子能级 Nilsson 参数,也都是参考相邻奇 A 核的参数值而选定的,所得结果及与实验的比较均见图 17。这里的实验值都是根据文献[19]中的结合能数据计算出的。可以看出,实验值的起伏还是比较大的,而且测量误差(图中未画入)较大,绝对误差为 $\pm 130 - \pm 205 \text{ keV}$,相对误差多在 20% 以上,有的甚至超过 50%。

由图 17 可见,计算值系统地比实验值小一些,特别是 $A = 4n$ (n 为正整数)时,但大多仍在实验误差范围内。显然,适当修改单粒子能级参数值或增大对力强度 G ,可以提高奇偶质量差。但是,我们需要指出, Nemirovsky 及 Adamchuk^[20] 曾经认为文献[19]中的实验值有系统误差。因而,在进一步研究奇偶质量差时,还需要有更准确的实验数据。

表 15 理論預言的部分內部激發能級,它們可通過適當的 β 衰變實驗觀測出

原 子 核	能		级	可 观 测 的 β 衰 变 实 验					
	$I\pi K$	组 态		估 计 能 量 (MeV)	母 核	半 衰 期	$I\pi K$	组 态	跃 迁 类 型
$^{90}\text{Th}_{138}^{238}$	2+2	$pp(532\downarrow + 530\uparrow)$	1.2	$^{91}\text{Pa}_{137}^{238}$	22 时	(3+3)	(530 $\uparrow$ +752 $\uparrow$)	$n752\downarrow \leftarrow p532\downarrow aN(D)$	
	4-4	$nn(631\uparrow + 752\uparrow)$	>1.1	$^{89}\text{Ac}_{136}^{238}$	6.1 时	3+3	(651 $\uparrow$ +631 $\uparrow$)	$n752\uparrow \rightarrow p651\uparrow 1u$	
	1+1	$pp(651\uparrow - 642\uparrow)$	1.1	$^{91}\text{Pa}_{137}^{239}$	22 时	(3+3)	(530 $\uparrow$ +752 $\uparrow$)	$n631\downarrow \leftarrow p530\uparrow 1u$	
	1+1	$pp(532\downarrow + 530\uparrow)$	1.2	$^{89}\text{Ac}_{141}^{240}$	<1 分	(1+1)	(651 $\uparrow$ -633 $\downarrow$)	$n633\downarrow \rightarrow p642\uparrow ah$	
$^{90}\text{Th}_{140}^{240}$	0+0	nn	1.0	$^{91}\text{Pa}_{138}^{240}$	17.7天	1-1	(530 $\uparrow$ -631 $\uparrow$)	$n631\uparrow \leftarrow p532\downarrow 1u(D)$	
	1+1	$nn(631\uparrow - 633\downarrow)$	1.3	$^{89}\text{Ac}_{141}^{240}$	<1 分	(1+1)	(651 $\uparrow$ -633 $\downarrow$)	$n633\downarrow \rightarrow p651\uparrow ah$	
	3-3	$pp(530\uparrow + 642\uparrow)$	1.0	$^{91}\text{Pa}_{139}^{240}$	17.7天	1-1	(530 $\uparrow$ -631 $\uparrow$)	$n631\downarrow \leftarrow p530\uparrow 1u$	
	2+2	$pp(530\uparrow - 523\downarrow)$	1.1	$^{89}\text{Ac}_{141}^{240}$	<1 分	(1+1)	(651 $\uparrow$ -633 $\downarrow$)	$n631\uparrow \rightarrow p651\uparrow ah$	
$^{98}\text{U}_{142}^{244}$	6-6	$nn(633\downarrow + 743\uparrow)$	0.9	$^{91}\text{Pa}_{143}^{244}$	1.18分	0-0	(530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$)	$n633\downarrow \leftarrow p530\uparrow 1h$	
	2+2	$nn(633\downarrow - 631\downarrow)$	1.0		6.7 时	4+4	(530 $\uparrow$ +743 $\uparrow$)	$n743\uparrow \rightarrow p642\uparrow 1u$	
	4+4	$pp(523\downarrow + 521\uparrow)$	1.2		1.18分	0-0	(530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$)	$n631\downarrow \rightarrow p523\downarrow 1h$	
	1+1	$pp(523\downarrow - 521\uparrow)$	1.2		6.7 时	4+4	(530 $\uparrow$ +743 $\uparrow$)	$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow 1h(D)$	
$^{98}\text{Cm}_{148}^{244}$	1+1	$nn(622\uparrow - 624\downarrow)$	1.1	$^{99}\text{Am}_{146}^{244}$	1.18分	0-0	(530 $\uparrow$ -631 $\downarrow$)	$n633\downarrow \rightarrow p530\uparrow 1h(D)$	
	0+0	nn	1.1		10.1时	6-6	(523 $\downarrow$ +624 $\downarrow$)	$n624\downarrow \rightarrow p521\uparrow 1h$	
					26 分	1-1	(523 $\downarrow$ -624 $\downarrow$)	$n622\uparrow \rightarrow p523\downarrow 1u$	
								$n624\downarrow \rightarrow p523\downarrow 1u$	

表 16 奇奇核的双重态 ($K = |\Omega_p \pm \Omega_n|$) 分裂

原 子 核	能 级 E (MeV)	组 态	ΔE (keV)	文 献
$^{244}_{146}\text{Am}$	基 态 69	$(523\downarrow + 624\downarrow)6-6$ $(523\downarrow - 624\downarrow)1-1$	69	[14,15]
$^{242}_{147}\text{Am}$	基 态 48.6	$(523\downarrow - 622\uparrow)1-0$ $(523\downarrow + 622\uparrow)5-5$	48.6	[16]
$^{288}_{145}\text{Np}$	基 态 87	$(642\uparrow - 631\downarrow)2+2$ $(642\uparrow + 631\downarrow)3+3$	87	[17]
$^{284}_{143}\text{Pa}$	基 态 ?	$(530\uparrow + 743\uparrow)4+4$ $(530\uparrow - 743\uparrow)3+3$	?	[18]
$^{284}_{143}\text{Pa}$	69.8 162.9	$(530\uparrow - 631\downarrow)0-0$ $(530\uparrow + 631\downarrow)1-1$	93	[18]
$^{282}_{141}\text{Pa}^*$	基 态	$(530\uparrow + 633\downarrow)3-3$	?	
$^{280}_{139}\text{Pa}$	基 态 ?	$(530\uparrow - 631\uparrow)1-1$ $(530\uparrow + 631\uparrow)2-2$	?	
$^{228}_{137}\text{Pa}$	基 态 ?	$(530\uparrow + 752\uparrow)3+3$ $(530\uparrow - 752\uparrow)2+2$	?	
$^{228}_{139}\text{Ac}$	基 态 ?	$(651\uparrow + 631\uparrow)3+3$ $(651\uparrow - 631\uparrow)0+0$	?	

* $^{282}_{141}\text{Pa}$ 基态自旋测量疑有误, 见第 929 页脚注.

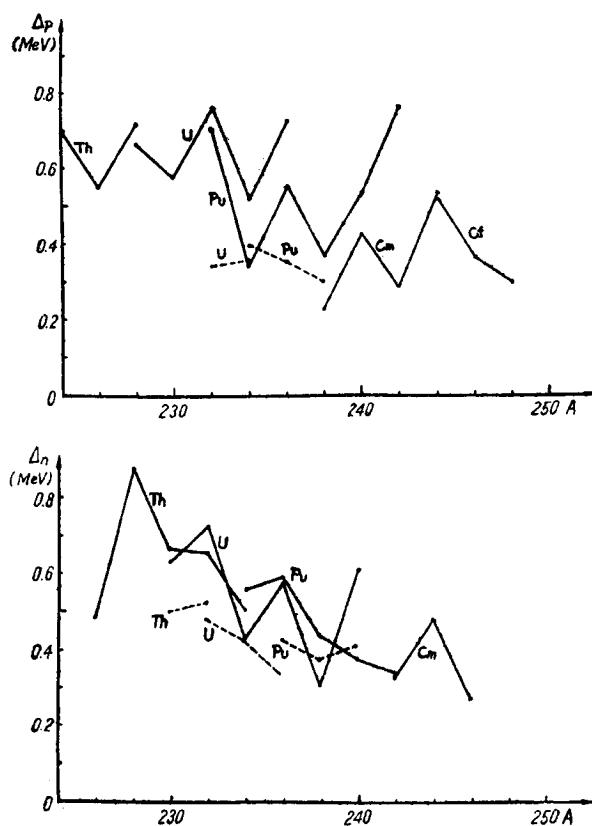


图 17 錒系元素的奇偶质量差

• — • 实验值 • - - - • 理论值

四、對力對於α衰變和“核半徑”的影響

1. 一般公式

α衰變是人們研究核結構時最早研究過的問題之一，關於這方面的工作已有系統的總結^[21]。在不考慮對力的影響時，α衰變常數λ（ $\lambda = \ln 2 / \tau_{1/2}$ ， $\tau_{1/2}$ 是半壽命）可表示如下^[21]：

$$\lambda = f \cdot P, \quad (4.1)$$

其中P是庫仑位垒穿透系数，按WKB法，

$$P = \exp \left[-\frac{2}{\hbar} \int_{R_0}^{\frac{2Ze^2}{E_{\text{eff}}}} \sqrt{2\mu \left(\frac{Ze^2}{r} - E_{\text{eff}} \right)} dr \right], \quad (4.2)$$

$\mu = M_\alpha M_r / (M_\alpha + M_r)$ ，是約化質量， M_α 和 M_r 分別表示α粒子和子核質量，Z是子核電荷數， E_{eff} 是α衰變有效能量， R_0 是“核半徑”。f是“碰撞頻率因子”，實際上和α粒子的形成幾率有關，在各種模型中計算結果略有差別^[22]，但它對 E_{eff} 及 R_0 不靈敏。α衰變常數主要通過位垒穿透系数P跟 E_{eff} 及 R_0 發生極靈敏的依賴關係。公式(4.1)在分析實驗數據時是很有用的。公式(4.1)實際上隱含了如下假定：即不管α粒子是由母核中何種狀態的二質子和二中子形成，其形成和逸出原子核的幾率均同。關於這種看法的合理性，Соловьев^[3]有所闡述。

關於f因子，較多人採用Preston公式^[23,3]：

$$f = \frac{2\nu}{R_0} \frac{\mu^2 \operatorname{tg} \alpha_0}{\mu^2 + \operatorname{tg}^2 \alpha_0}, \quad (4.3)$$

其中

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \cos^{-1} \sqrt{\frac{E_{\text{eff}} R_0}{2Ze^2}}, \\ \nu &= \sqrt{2E_{\text{eff}}/\mu}, \\ k &= \mu\nu/\hbar, \end{aligned}$$

而

$$\mu = \frac{\pi \operatorname{tg} \alpha_0}{1 + kR_0 \operatorname{tg} \alpha_0}.$$

至於半徑 R_0 ，若採用公式

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \text{ fm} \quad (4.4)$$

(1 fm = 10^{-13} cm)，則由實驗數據 E_{eff} 及 $\tau_{1/2}$ ，利用(4.3)、(4.4)式求出的半徑常數為^[21]

$$r_0 \approx 1.50. \quad (4.5)$$

初期，人們對此結果沒有表示懷疑，因和當時從別的實驗（例如鏡核β衰變）求出的核半徑常數相近^[24]。直到後來，高能電子散射^[25]和μ介原子的X譜研究^[26]確定核電荷分布半徑常數為

$$r_0 \approx 1.18 \text{ (重核)} - 1.33 \text{ (輕核)}, \quad (4.6)$$

問題才開始暴露。當然，由α衰變定出的“半徑”，意義也是不夠明確的，它和核電荷分布

有关,但不就是核电荷分布半径;而且, α 粒子本身还有一定大小,其半径为^[25]

$$R_\alpha \approx 2.08 \text{ fm}, \quad (4.7)$$

因此,有人把 α 衰变定出的“半径” R_0 解释成子核半径加上 R_α 来克服此矛盾。

直到最近,由于对力的研究,才重新提出这个问题。СОЛОВЬЕВ 首先指出对力对于 α 衰变有特别严重的影响^[3],在考虑对力后,他认为

$$\lambda = f \cdot P \cdot R_Z \cdot R_N, \quad (4.8)$$

其中 $R_Z \cdot R_N$ 是对力影响所导致的因子。例如对于偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态的 α 衰变, СОЛОВЬЕВ 等^[3,4] 计算出

$$R_Z \cdot R_N \sim 1500-3000. \quad (4.9)$$

这样求出

$$r_0 \approx 1.17,$$

即和高能电子散射实验定出的电荷分布半径常数相近。

在 СОЛОВЬЕВ 等人的计算中采用了 BCS 波函数。本文计算表明, BCS 波函数的粒子数不守恒导致的偏差是严重的,它过分夸大了对力的影响。我们将分别用粒子数守恒波函数和 BCS 波函数来计算,并将结果进行比较。

α 衰变的跃迁算符可写成如下形式^[3]:

$$\Gamma = \frac{1}{4} \sum_{\substack{\mu\mu'\nu\nu' \\ \sigma\sigma'\tau\tau'}} \Gamma(\mu\sigma, \mu'\sigma' | \nu\tau, \nu'\tau') a_{\mu\sigma} a_{\mu'\sigma'} b_{\nu\tau} b_{\nu'\tau'}, \quad (4.10)$$

其中 a, b 分别表示质子和中子吸收算符, μ, μ', ν, ν' 等表示 Nilsson 能级, $\sigma, \sigma', \tau, \tau' = \pm$ 分别表示核子角动量在核对称轴上的投影是正或负, $\Gamma(\mu\sigma, \mu'\sigma' | \nu\tau, \nu'\tau')$ 表示由 $(\mu\sigma, \mu'\sigma')$ 态上的质子和 $(\nu\tau, \nu'\tau')$ 态上的中子形成 α 粒子、然后逸出原子核的跃迁矩阵元。下面就几种常见情况来讨论对力的影响。

(1) 有利 α 衰变

(i) 偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态

设初态内部态波函数为

$$|i\rangle = \sum_{\rho \dots \delta \kappa} V_{\rho \dots \delta \kappa}^0 S_\rho^+ \dots S_\delta^+ S_\kappa^+ \cdot \sum_{l \dots m n} X_{l \dots m n}^0 T_l^+ \dots T_m^+ T_n^+ |0\rangle,$$

其中 $S_\rho^+ = a_\rho^+ a_{-\rho}^+$, $T_l^+ = b_l^+ b_{-l}^+$, $\dots$ 。末态内部态波函数为

$$|f\rangle = \sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta}^0 S_\rho^+ \dots S_\delta^+ \cdot \sum_{l \dots m} X_{l \dots m}^0 T_l \dots T_m |0\rangle.$$

所以,

$$\langle f | \Gamma | i \rangle = \sum_{\mu\nu} \left[\sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta}^0 V_{\rho \dots \delta}^0 \right] \left[\sum_{l \dots m} X_{l \dots m}^0 X_{l \dots m}^0 \right] \times \Gamma(\mu+, \mu- | \nu+, \nu-),$$

$\Gamma(\mu+, \mu- | \nu+, \nu-)$ 表示由质子对 $(\mu+, \mu-)$ 和中子对 $(\nu+, \nu-)$ 形成 α 粒子, 然后穿出核外的跃迁矩阵元。和 СОЛОВЬЕВ 一样^[3], 假定

$$\Gamma(\mu+, \mu- | \nu+, \nu-) = \Gamma_0, \quad (4.11)$$

Γ_0 是与 μ, ν 无关的常数。在不考虑对力时, α 衰变常数为

$$\lambda = |\Gamma(\mu_0+, \mu_0- | \nu_0+, \nu_0-)|^2 = |\Gamma_0|^2 \simeq fP,$$

其中 μ_0 和 ν_0 表示母核费米面下最高能级。当考虑对力后^[3],

$$\lambda = fPR_ZR_N,$$

对力影响因子 $R = R_Z \cdot R_N$ 可表成

$$\left. \begin{aligned} R_Z &= \left[\sum_{\mu} \left(\sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta \mu}^0 V_{\rho \dots \delta}^0 \right) \right]^2, \\ R_N &= \left[\sum_{\nu} \left(\sum_{l \dots m} X_{l \dots m \nu}^0 X_{l \dots m}^0 \right) \right]^2. \end{aligned} \right\} \quad (4.12)$$

(当不考虑对力时, $R = R_Z = R_N = 1$.)

到子核对激发态的 α 衰变和此完全类似.

(ii) 奇 A 核的有利 α 衰变

下面以奇质子核的有利 α 衰变为例进行讨论(对于奇中子核, 和此相仿).

设初态和末态中奇质子都处于 γ 能级, 初态为

$$|i\rangle = a_{\gamma\tau}^+ \sum_{\rho \dots \delta \kappa} V_{\rho \dots \delta \kappa}^{0(\gamma)} S_{\rho}^+ \dots S_{\delta}^+ S_{\kappa}^+ \cdot \sum_{l \dots m n} X_{l \dots m n}^0 T_l^+ \dots T_m^+ T_n^+ |0\rangle,$$

末态为

$$|f\rangle = a_{\gamma\tau}^+ \sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta}^{0(\gamma)} S_{\rho}^+ \dots S_{\delta}^+ \cdot \sum_{l \dots m} X_{l \dots m}^0 T_l^+ \dots T_m^+ |0\rangle,$$

则 $R = R_{Z+1} \cdot R_N$ ($Z+1$ 为奇数),

$$R_{Z+1} = \left[\sum_{\mu} \left(\sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta \mu}^{0(\gamma)} V_{\rho \dots \delta}^{0(\gamma)} \right) \right]^2, \quad (4.13)$$

R_N 和(4.12)式相同. 由于堵塞效应, 对力影响和偶偶核略异.

定义 α 衰变的约化宽度 $\delta^{[21]}$ 为

$$\lambda = \frac{\delta^2 \cdot P}{\hbar}, \quad (4.14)$$

P 即位垒穿透因子. 由实验求出 $\lambda(\tau_{1/2})$ 及计算出 P , 即可求出 δ^2 . 然后定义 F 因子:

$$F = \frac{\delta_Z^2 + \delta_{Z+2}^2}{2\delta_Z^2} \quad (Z \text{ 为偶数}). \quad (4.15)$$

计算结果可以见文献[27].

在理论上, 考虑对力影响后, 可求出

$$F = \frac{R_Z + R_{Z+2}}{2R_{Z+1}}, \quad (4.16)$$

在不考虑对力(奇偶效应)时, $F = 1$.

(2) 不利 α 衰变

(i) 偶偶核基态 $\rightarrow$ 子核的对拆散态

设初态为

$$|i\rangle = \sum_{\rho \dots \gamma \delta \kappa} V_{\rho \dots \gamma \delta \kappa}^0 S_{\rho}^+ \dots S_{\gamma}^+ S_{\delta}^+ S_{\kappa}^+ \cdot \sum_{l \dots m n} X_{l \dots m n}^0 T_l^+ \dots T_m^+ T_n^+ |0\rangle,$$

末态为

$$|f\rangle = a_{\gamma\tau}^+ a_{\gamma'\tau'}^+ \sum_{\rho \dots \gamma} V_{\rho \dots \gamma}^{0(\gamma, \gamma')} S_{\rho}^+ \dots S_{\gamma}^+ \cdot \sum_{l \dots m} X_{l \dots m}^0 T_l^+ \dots T_m^+ |0\rangle,$$

即拆散的一对质子处于 $(\gamma\tau, \gamma'\tau')$ 态. 此时,

$$\langle f | \Gamma | i \rangle = \left(\sum_{\rho \dots \eta} V_{\rho \dots \eta}^{0(\gamma, \gamma')} V_{\rho \dots \eta \gamma \gamma'}^0 \right) \times \\ \times \sum_{\nu} \left(\sum_{l \dots m} X_{l \dots m \nu}^0 X_{l \dots m}^0 \right) \Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau' | \nu +, \nu -).$$

和 Соловьев 一样^[3], 假设

$$\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau' | \nu +, \nu -) = \Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau') \quad (4.17)$$

和 ν 无关, 则

$$\delta_z^2(\gamma \tau, \gamma' \tau') \propto R_z(\gamma, \gamma') |\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau')|^2,$$

其中

$$R_z(\gamma, \gamma') = \left(\sum_{\rho \dots \eta} V_{\rho \dots \eta}^{0(\gamma, \gamma')} V_{\rho \dots \eta \gamma \gamma'}^0 \right)^2. \quad (4.18)$$

中子部分和偶偶核相同. 因此, 和偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态跃迁相比,

$$F = \frac{R_z}{R_z(\gamma, \gamma')} \left| \frac{\Gamma_0}{\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau')} \right|^2. \quad (4.19)$$

可以利用实验分析所得的 F 及理论计算的 $\frac{R_z}{R_z(\gamma, \gamma')}$ 来研究 $\left| \frac{\Gamma_0}{\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau')} \right|^2$ 的大小.

(ii) 奇 A 核的不利 α 衰变

设初、末态分别为

$$|i\rangle = a_{\gamma \tau}^+ \sum_{\rho \dots \delta \kappa} V_{\rho \dots \delta \kappa}^{0(\gamma)} S_{\rho}^+ \dots S_{\delta}^+ S_{\kappa}^+ \cdot \sum_{l \dots m n} X_{l \dots m n}^0 T_l^+ \dots T_m^+ T_n^+ |0\rangle, \\ |f\rangle = a_{\gamma' \tau'}^+ \sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta}^{0(\gamma')} S_{\rho}^+ \dots S_{\delta}^+ \cdot \sum_{l \dots m} X_{l \dots m}^0 T_l^+ \dots T_m^+ |0\rangle.$$

完全类似, 可求出

$$F = \frac{R_z + R_{z+2}}{2R_{z+1}(\gamma, \gamma')} \left| \frac{\Gamma_0}{\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau')} \right|^2, \quad (4.20)$$

其中 $Z+1$ 为奇数,

$$R_{z+1} = \left(\sum_{\rho \dots \delta} V_{\rho \dots \delta \gamma'}^{0(\gamma)} V_{\rho \dots \delta}^{0(\gamma')} \right)^2 < 1. \quad (4.21)$$

不利 α 衰变比有利 α 衰变跃迁几率要小得多, 其原因有二: 1) 对力的影响使不利 α 衰变受阻, $R < 1$, 而不是象有利 α 衰变那样 $R \gg 1$; 2) $|\Gamma(\gamma \tau, \gamma' \tau')|^2 \ll |\Gamma_0|^2$.

2. 计算结果和讨论

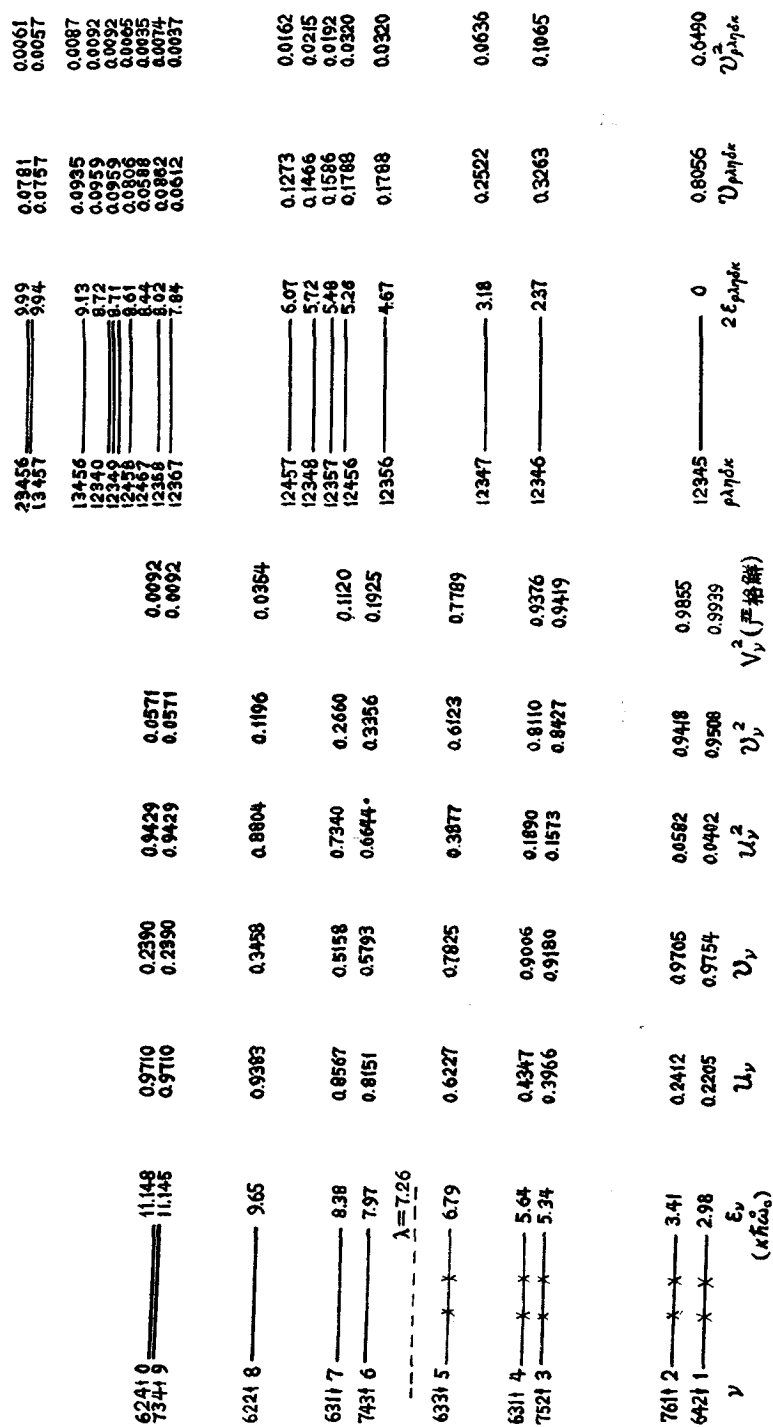
(1) 偶偶核有利 α 衰变和“核半径”

首先考虑偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态的 α 衰变, 由于各原子核情况相似, 下面以 ${}_{92}\text{U}_{142}^{234} \rightarrow {}_{90}\text{Th}_{140}^{230}$ 的 α 衰变为例来讨论. 为便于和 BCS 波函数比较, 此时把截断能量适当增高, 取为 $C = 10 \kappa \hbar \omega_0$; 对力平均强度则适当减小^[2], $G = 0.60 \kappa \hbar \omega_0$. 此时, 需要把费米面上、下约 10 个能级考虑在内, 计算方法同前. 计算出的 U^{234} 中子波函数见图 18 (b). 在同样的对力强度下, 用 BCS 方法求出的波函数见图 18 (a).

利用所得的波函数, 可以求出

$$R = R_z \cdot R_N \approx 70 \quad (\text{粒子数守恒波函数}),$$

$$R = R_z \cdot R_N \approx 200 \quad (\text{BCS 波函数}^{[3,4]}).$$

图 18 ${}_{92}\text{U}_{234}^{\text{基态}}$ 的基态(中子)波函数

后一结果与 Mang 及 Rasmussen^[28] 的结果相近。在该文中也是取费米面上、下约 10 个能级来计算的。上面的结果表明, 由 BCS 波函数计算出的 R 要比由粒子数守恒的严格解求出的 R 大得多, 这结果可能与所取能级数还不够多有关。

比较图 18 (a) 最末两列, 可清楚看出, 由于 BCS 波函数中粒子数不确定, 所求出的 V_0^2 比起同样对力强度下的严格解要收敛得慢得多。例如, 对所考虑的最高能级 $624 \downarrow$, 严格解为 $V_0^2 = 0.009 = 0.9\%$, 而 BCS 解 $V_0^2 = 0.057 = 5.7\%$ 。最低的单粒子能级 $642 \downarrow$, 严格解为 $V_0^2 = 0.994 = 99.4\%$, BCS 解 $V_0^2 = 0.951 = 95.1\%$ 。

由所得结果还可求出, 在 BCS 波函数中, 粒子数 $n =$ 平均粒子数 $\bar{n}$ 的部分只占 $\sim 35\%$ 。即如将 BCS 波函数按具有不同粒子数的波函数展开,

$$|0\rangle = a_{\bar{n}}\psi_{\bar{n}} + a_{\bar{n}+2}\psi_{\bar{n}+2} + a_{\bar{n}-2}\psi_{\bar{n}-2} + \cdots, \quad (4.22)$$

则

$$|a_{\bar{n}}|^2 \sim 35\%.$$

而粒子数为 $\bar{n} \pm 2, \bar{n} \pm 4, \cdots$ 的部分共占了 65% 。这也说明为什么用 BCS 波函数和粒子数守恒波函数计算出的 R 相差那么大。

当然, 若所需要考虑的能级太多, 则用粒子数守恒方法来处理是不方便的。但正如文献[1,2]中指出的, 在原子核的具体情形下, 由于

$$\frac{G}{2\bar{\epsilon}} \lesssim \frac{1}{3}, \quad (4.23)$$

对力主要只不过影响费米面附近的几个能级 ($\lesssim 10$ 个)。从图 18 (b) 也显然可见, 能量在 $7.5 \kappa \hbar \omega_0$ 以上的组态在基态波函数中只占了 $\sim 6\%$; 最低的三个组态就占了 82% , 而最高的组态在基态所占成分已小于 0.5% 。

按照以上的讨论, 对力对于偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态的 α 衰变跃迁几率的影响为 $R \sim 10^2$ 。由于过分仔细计算 R 并没有太大的意义, 因此下面就取 $R = 100$ 来讨论对力对于“核半径”的影响。

表 17 中第二列是基态 $\rightarrow$ 基态的 α 衰变分支半寿命, 第三列是 α 衰变有效能量 E_{eff} , 往下各列给出计算出的核半径常数 r_0 和 r_{0p} 。其意义如下^[29]:

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \text{fm} = r_{0p} Z^{1/3} \text{fm}. \quad (4.24)$$

第四、五列给出未考虑对力 ($G = 0$) 时的结果, 可以看出, $r_{0p} \approx 2.03 - 2.10$, 或 $r_0 \approx 1.48 - 1.54$, 第六、七列给出考虑对力以后的结果 (设 $R = R_Z \cdot R_N = 100$), $r_{0p} \approx 1.83$, 或 $r_0 \approx 1.34$ 。这和高能电子散射求出的 $r_{0p} \approx 1.63$ 或 $r_0 \approx 1.20$ (对重核) 有出入。事实上, α 位垒穿透半径和核电荷分布半径意义并不相同, 何况 α 粒子本身还有一定大小。

Соловьев 等^[3,4] 的计算中考虑了费米面上、下 36 个能级, 得出 $R \approx 1500 - 3000$, 从而 $r_0 \approx 1.17$ 。这与 Mang 和 Rasmussen^[28] 及本文结果有差别, 可能因为在取能级较多时, 把 Γ_0 看成一常数不恰当 (见 (4.11) 式)。另外在 BCS 方法中 V_0^2 随能级数增加收敛较慢 (V_0^2 比严格解 V_0^2 收敛得慢得多) 也可能有些影响。看来这结果还值得商榷。

(2) 奇 A 核的有利 α 衰变

奇 A 核的有利 α 衰变和偶偶核基态 $\rightarrow$ 基态的 α 衰变类似, 只是需要考虑奇粒子的堵塞效应, 因而对力的影响将削弱。例如, 对于奇质子核, 一般有

表 17 对力对超铀核“半径”的影响

母 核	分支半寿命 $\tau_{1/2}^{[28]}$	$E_{\text{eff}}^{[28]}$ (MeV)	子 核 半 径 常 数			
			不 考 虑 对 力		考虑对力 ($R=100$)	
			r_{0p}	r_0	r_{0p}	r_0
${}^{228}_{90}\text{Th}$	2.68 年	5.554	2.10	1.54	1.84	1.35
${}^{230}_{90}\text{Th}$	1.85×10^5 年	4.801	2.10	1.54	1.84	1.35
${}^{232}_{92}\text{U}$	108 年	5.448	2.08	1.52	1.83	1.34
${}^{234}_{92}\text{U}$	3.35×10^5 年	4.883	2.09	1.53	1.83	1.34
${}^{238}_{94}\text{Pu}$	124 年	5.628	2.06	1.51	1.81	1.32
${}^{240}_{94}\text{Pu}$	8.71×10^4 年	5.281	2.08	1.52	1.83	1.34
${}^{244}_{96}\text{Cm}$	25 年	5.935	2.05	1.50	1.83	1.34
${}^{250}_{98}\text{Cf}$	12.1 年	6.103	2.05	1.50	1.83	1.34
${}^{254}_{100}\text{Fm}$	4.0 时	7.378	2.03	1.48	1.83	1.34

$$R_{Z+1} < R_Z, R_{Z+2} \quad (Z+1 \text{ 为奇数}).$$

因此, $F = \frac{R_Z + R_{Z+2}}{2R_{Z+1}} > 1$. 这现象和奇偶质量差类似,也是由对力引起的奇偶差别. 在表 18 中列举了几个具体例子.

表 18 奇 A 核的有利 α 衰变

母 核 (初 态)	子 核 (末 态)	$F_{\text{计}}$	$F_{\text{实}}$
${}^{235}_{93}\text{Np}(642\uparrow)$	${}^{231}_{91}\text{Pa}(642\uparrow)$	1.66	2.01 ^[27]
${}^{237}_{93}\text{Np}(642\uparrow)$	${}^{233}_{91}\text{Pa}(642\uparrow)$	1.61	3.84 ^[27] , 5 ^[80]
${}^{238}_{93}\text{U}(633\downarrow)$	${}^{234}_{90}\text{Th}(633\downarrow)$	1.61	1.11 ^[27] , 1.9 ^[81]
${}^{235}_{93}\text{U}(743\uparrow)$	${}^{231}_{90}\text{Th}(743\uparrow)$	1.03	0.87 ^[27] , 2.2 ^[82]
${}^{239}_{94}\text{Pu}(631\downarrow)$	${}^{235}_{92}\text{U}(631\downarrow)$	2.04	2.48 ^[27] , 3 ^[83] , 1.7 ^[84]

计算 F 因子所用波函数, 和第二、三节相同, 是在截断能量 $C = 7.5 \kappa \hbar \omega_0$, 对力强度 $G = 0.7 \kappa \hbar \omega_0$ 之下求得的. 但 F 因子计算值对截断能量的高低很不敏感.

由表 18 看出, 计算出的 F 因子和测量结果大致相近. 由于不同作者给出的实验数据分歧较大, 目前还无法作更进一步的仔细讨论. 应该指出, 尽管用 BCS 波函数计算出的 R_Z , R_{Z+2} 和 R_{Z+1} 等都系统地比粒子数守恒波函数计算结果大, 但计算出的有利 α 衰变的 F 因子却较接近.

(3) 不利 α 衰变

不利 α 衰变的处理比有利 α 衰变要困难. 实验上测得的 F 因子约在 $10-10^4$ 之间. 对力对于不利 α 衰变的影响因子 $\frac{R_Z + R_{Z+2}}{2R_{Z+1}}$ 或 $\frac{R_N + R_{N+2}}{2R_{N+1}}$ 约为 $10-100$, 这反映出跃迁矩阵元之比 $\left| \frac{\Gamma_0}{\Gamma(\gamma\tau, \gamma'\tau')} \right|$ 一般应该较大, 但此因子目前还很难从理论上加以计算. 下面仅举几个例子来说明对力对于不利 α 衰变的影响.

这里有两点值得讨论: 1) 从一个母核到子核不同末态的 α 衰变, $F_{\text{实}}$ 值变化很大, 相差可达一、两个数量级, 这很难用对力影响来加以完全说明, 而只能说明 $\Gamma(\gamma\tau, \gamma'\tau')$ 随不

同的末态有很大的变化。2) 实验上观测到有一些不利 α 衰变, $F_{\text{实}} \sim 10-50$ 。若按 Co-
 лоббев 等人^[3,4]的计算, 对力影响因子为 $\frac{R_Z + R_{Z+2}}{2R_{Z+1}}$ 或 $\frac{R_N + R_{N+2}}{2R_{N+1}}$, 约为 100—1000, 这和
 实验有矛盾。按照本文的计算, 对力影响因子约为 10—200, 和实验不矛盾。

表 19 奇 A 核的不利 α 衰变

母核 (初态)	子核 (末态)	$F_{\text{实}}$	$\frac{R_Z + R_{Z+2}}{R_{Z+1}}$ 或 $\frac{R_N + R_{N+2}}{R_{N+1}}$
$^{98}\text{Np}^{287}(642\uparrow)$	$^{91}\text{Pa}^{288}(530\uparrow)$	3400 ^[87] , 2200 ^[80]	7.83
	$^{91}\text{Pa}^{288}(651\uparrow)$	20 ^[80]	8.16
$^{99}\text{U}^{288}(633\downarrow)$	$^{90}\text{Th}^{289}(752\uparrow)$	200 ^[81]	11.42
	$^{90}\text{Th}^{289}(743\uparrow)$	~ 1700 ^[81]	201
$^{99}\text{U}^{288}(743\uparrow)$	$^{90}\text{Th}^{289}(631\uparrow)$	30 ^[81]	19.3
	$^{90}\text{Th}^{289}(633\downarrow)$	887 ^[87]	7.53
	$^{90}\text{Th}^{289}(752\uparrow)$	~ 200 ^[80]	7.10
	$^{90}\text{Th}^{289}(631\uparrow)$	35 ^[82]	7.45
$^{94}\text{Pu}^{287}(743\uparrow)$	$^{88}\text{U}^{288}(633\downarrow)$	1059 ^[87]	7.62
$^{94}\text{Pu}^{289}(631\downarrow)$	$^{88}\text{U}^{289}(633\downarrow)$	6900 ^[88]	14.2

关于从偶偶核基态 $\rightarrow$ 偶偶核拆散态或对激发的 α 衰变, 由于能量 E_{eff} 较小, 实验上
 很难观测出来, 目前还没有较可靠的数据, 本文暂不讨论。

附 录 1

奇 A 核的 β 衰变 $\log ft$ 实验值

(只列入了附录 2 中各文献所给数据)

跃迁类型		分 类	初 态		末 态		$\log ft$
中 子	质 子		原子核	$l\pi K$	原子核	$l\pi K$	
$5/2+[633\downarrow]$	$7/2+[633\uparrow]$	au	$^{94}\text{Pu}^{285}_{141}$	$5/2+5/2$	$^{98}\text{Np}^{285}_{143}$	$7/2+7/2$	≤ 5
$5/2+[633\downarrow]$	$3/2+[651\uparrow]$	ah	$^{89}\text{Ac}^{281}_{143}$	$3/2+3/2$	$^{90}\text{Th}^{281}_{141}$	$5/2+5/2$	6.6
			$^{90}\text{Th}^{281}_{141}$	$5/2+5/2$	$^{91}\text{Pa}^{281}_{140}$	$3/2+3/2$	~ 5.8
$5/2+[633\downarrow]$	$5/2+[642\uparrow]$	ah	$^{90}\text{Th}^{281}_{141}$	$5/2+5/2$	$^{91}\text{Pa}^{281}_{140}$	$5/2+5/2$	5.7
			$^{98}\text{Np}^{289}_{146}$	$5/2+5/2$	$^{94}\text{Pu}^{289}_{148}$	$5/2+5/2$	6.8
$5/2+[622\uparrow]$	$5/2+[642\uparrow]$	ah	$^{98}\text{Np}^{289}_{146}$	$5/2+5/2$	$^{94}\text{Pu}^{289}_{148}$	$5/2+5/2$	6.9
$7/2+[624\downarrow]$	$5/2+[642\uparrow]$	ah	$^{98}\text{Np}^{289}_{146}$	$5/2+5/2$	$^{94}\text{Pu}^{289}_{148}$	$7/2+7/2$	6.8
			$^{94}\text{Pu}^{243}_{149}$	$7/2+7/2$	$^{95}\text{Am}^{243}_{148}$	$5/2+5/2$	6.1
$7/2+[624\downarrow]$	$7/2+[633\uparrow]$	ah	$^{94}\text{Pu}^{243}_{149}$	$7/2+7/2$	$^{95}\text{Am}^{243}_{148}$	$7/2+7/2$	~ 6
$7/2-[743\uparrow]$	$5/2-[523\downarrow]$	aN	$^{94}\text{Pu}^{287}_{148}$	$7/2-7/2$	$^{98}\text{Np}^{287}_{146}$	$5/2-5/2$	6.8
			$^{95}\text{Am}^{289}_{144}$	$5/2-5/2$	$^{94}\text{Pu}^{289}_{148}$	$7/2-7/2$	> 8
$3/2-[761\uparrow]$	$1/2-[530\uparrow]$	aN	$^{91}\text{Pa}^{287}_{146}$	$3/2-1/2$	$^{92}\text{U}^{287}_{145}$	$3/2-3/2$	~ 6.5
$3/2+[631\uparrow]$	$1/2-[530\uparrow]$	$1u$	$^{91}\text{Pa}^{283}_{143}$	$3/2-1/2$	$^{92}\text{U}^{283}_{141}$	$3/2+3/2$	7.3
			$^{91}\text{Pa}^{287}_{146}$	$3/2-1/2$	$^{92}\text{U}^{287}_{145}$	$3/2+3/2$	~ 7.0
$5/2+[633\downarrow]$	$5/2-[523\downarrow]$	$1u$	$^{95}\text{Am}^{289}_{144}$	$5/2-5/2$	$^{94}\text{Pu}^{289}_{148}$	$5/2+5/2$	6.3

(续 附录 1)

跃 迁 类 型		分 类	初 态		末 态		log ft
中 子	质 子		原子核	$I\pi K$	原子核	$I\pi K$	
7/2-[743↑]	5/2+[642↑]	1u	⁹⁸ Np ₁₄₃ ²³⁵	5/2+5/2	⁹⁸ U ₁₄₃ ²³⁵	7/2-7/2	6.6, 7.5
			⁹⁴ Pu ₁₄₃ ²³⁷	7/2-7/2	⁹⁸ Np ₁₄₄ ²³⁷	5/2+5/2	6.0, ~6.8
			⁹⁸ Np ₁₄₆ ²³⁹	5/2+5/2	⁹⁴ Pu ₁₄₅ ²³⁹	7/2-7/2	6.5
1/2+[631↓]	1/2-[530↑]	1u	⁹¹ Pa ₁₄₂ ²³⁹	3/2-1/2	⁹⁸ U ₁₄₁ ²³⁹	1/2+1/2	6.5
			⁹¹ Pa ₁₄₄ ²³⁵	3/2-1/2	⁹⁸ U ₁₄₃ ²³⁵	1/2+1/2	~6.0
			⁹¹ Pa ₁₄₆ ²³⁷	3/2-1/2	⁹⁸ U ₁₄₅ ²³⁷	1/2+1/2	7.2
			⁹⁸ U ₁₄₅ ²³⁷	1/2+1/2	⁹⁸ Np ₁₄₄ ²³⁷	3/2-1/2	6.2
			⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴¹	1/2+1/2	⁹⁵ Am ₁₄₆ ²⁴¹	1/2-1/2	7.7
1/2+[631↓]	3/2-[521↑]	1u	⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴¹	1/2+1/2	⁹⁵ Am ₁₄₆ ²⁴¹	3/2-3/2	7.4
			⁹⁷ Bk ₁₄₅ ²⁴⁵	3/2-3/2	⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴⁵	1/2+1/2	7.4
5/2+[622↑]	5/2-[523↓]	1u	⁹⁸ U ₁₄₇ ²³⁹	5/2+5/2	⁹⁸ Np ₁₄₆ ²³⁹	5/2-5/2	~5.8
			⁹⁵ Am ₁₄₄ ²³⁹	5/2-5/2	⁹⁴ Pu ₁₄₅ ²³⁹	5/2+5/2	6.0
			⁹⁴ Pu ₁₄₇ ²⁴¹	5/2+5/2	⁹⁵ Am ₁₄₆ ²⁴¹	5/2-5/2	5.7
			⁹⁵ Am ₁₅₀ ²⁴⁵	5/2-5/2	⁹⁸ Cm ₁₄₉ ²⁴⁵	5/2+5/2	6.2
5/2+[622↑]	3/2-[521↑]	1u	⁹⁷ Bk ₁₄₅ ²⁴⁵	3/2-3/2	⁹⁸ Cm ₁₄₉ ²⁴⁵	5/2+5/2	7.1
7/2+[624↓]	5/2-[523↓]	1u	⁹⁵ Am ₁₄₄ ²³⁹	5/2-5/2	⁹⁴ Pu ₁₄₅ ²³⁹	7/2+7/2	6.1
			⁹⁴ Pu ₁₄₉ ²⁴³	7/2+7/2	⁹⁵ Am ₁₄₈ ²⁴³	5/2-5/2	6.1
			⁹⁵ Am ₁₅₀ ²⁴⁵	5/2-5/2	⁹⁸ Cm ₁₄₉ ²⁴⁵	7/2+7/2	6.2
9/2-[734↑]	7/2+[633↑]	1u	⁹⁷ Bk ₁₅₂ ²⁴⁹	7/2+7/2	⁹⁸ Cf ₁₅₁ ²⁴⁹	9/2-9/2	6.9
5/2-[752↑]	5/2+[642↑]	1u	⁹⁸ U ₁₃₉ ²³¹	5/2-5/2	⁹¹ Pa ₁₄₀ ²³¹	5/2+5/2	5.9
5/2+[633↓]	1/2-[530↑]	1h	⁹⁰ Th ₁₄₁ ²³¹	5/2+5/2	⁹¹ Pa ₁₄₀ ²³¹	1/2-1/2	>7
			⁹¹ Pa ₁₄₂ ²³³	3/2-1/2	⁹² U ₁₄₁ ²³³	5/2+5/2	8.9
1/2+[631↓]	5/2-[523↓]	1h	⁹² U ₁₄₅ ²³⁷	1/2+1/2	⁹⁸ Np ₁₄₄ ²³⁷	5/2-5/2	>9
			⁹⁵ Am ₁₄₄ ²³⁹	5/2-5/2	⁹⁴ Pu ₁₄₅ ²³⁹	1/2+1/2	>7
			⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴¹	1/2+1/2	⁹⁵ Am ₁₄₆ ²⁴¹	5/2-5/2	>9
7/2+[624↓]	3/2-[521↑]	1h	⁹⁷ Bk ₁₄₅ ²⁴⁵	3/2-3/2	⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴⁵	7/2+7/2	>8.3
1/2+[631↓]	5/2+[642↑]	2	⁹² U ₁₄₅ ²³⁷	1/2+1/2	⁹⁸ Np ₁₄₄ ²³⁷	5/2+5/2	>10.1
			⁹⁸ Np ₁₄₆ ²³⁹	5/2+5/2	⁹⁴ Pu ₁₄₅ ²³⁹	3/2+1/2	~9
			⁹⁸ Cm ₁₄₅ ²⁴¹	1/2+1/2	⁹⁵ Am ₁₄₆ ²⁴¹	5/2+5/2	>9
5/2-[752↑]	1/2-[530↑]	2	⁹² U ₁₄₉ ²³¹	5/2-5/2	⁹¹ Pa ₁₄₀ ²³¹	1/2-1/2	>7.3
			⁹¹ Pa ₁₄₆ ²³⁷	3/2-1/2	⁹² U ₁₄₅ ²³⁷	5/2-5/2	~7.4

附 录 2

有关实验数据的文献索引¹⁾

(1) 奇 A 核能谱及 β 衰变 log ft 值

奇 质 子 核

- ⁹¹Pa₁₄₀²³¹ Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
⁹¹Pa₁₄₅²³³ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
 Баранов С. А., Кулаков В. М., Самойлов П. С., Зеленков А. Г., *ЖЭТФ*, **41** (1961), 1733.

1) 除此以外, 在 Дзепелов Б. С., Пекер Л. К., Сергеев В. О., Схемы распада радиоактивных ядер (Изд. АН СССР, М., 1963) 中还有一些数据。

- Hanauer S. H., Dabbs J. W. T., Roberts L. D. and Parker, G. W., *Phys. Rev.*, **124** (1961), 1512.
- ⁹⁸Np₁₄₃²³⁶ Захарьев Б. Г., Пятков Н. И., Фурмен В. И., *ЖЭТФ*, **41** (1961), 1669.
- ⁹⁸Np₁₄₄²³⁷ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- Wagner F. Jr., Freedman M. S., Engelkemeir D. W. and Huizenga J. R., *Phys. Rev.*, **89** (1953), 502.
- Rasmussen J. O., Canavan F. L. and Hollander J. M., *Phys. Rev.*, **107** (1957), 141.
- Баранов С. А., Кулаков В. М., Зеленков А. Г., Шатинский В. М., *ЖЭТФ*, **43** (1962), 795.
- Баранов С. А., Кулаков В. М., Шатинский В. М., *ЖЭТФ*, **45** (1963), 1811; 或见 Baranov S. A., Kulakov V. M., Zelenkov A. G. and Shatinsky V. M., *Nucl. Phys.*, **43** (1963), 547.
- ⁹⁸Np₁₄₆²³⁹ Баранов С. А., Кулаков В. М., Шатинский В. М., *ЖЭТФ*, **45** (1963), 1811; 或见 Baranov S. A., Kulakov V. M., Zelenkov A. G. and Shatinsky V. M., *Nucl. Phys.*, **43** (1963), 547.
- ⁹⁵Am₁₄₄²³⁹ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- ⁹⁵Am₁₄₆²⁴¹ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- ⁹⁵Am₁₄₈²⁴³ Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- ⁹⁵Am₁₅₀²⁴⁵ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- ⁹⁷Bk₁₅₂²⁴⁹ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- Perlman I., *Proc. Int. Conf. on Nucl. Structure*, Kingston, Ontario (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1960), p. 547.
- 奇 中 子 核**
- ⁹⁰Th₁₃₉²³⁹ Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Недовесов В. Г., Пузынович Ю. Т., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **24** (1960), 258.
- ⁹⁰Th₁₄₁²⁴¹ Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- Баранов С. А., Зеленков А. Г., Кулаков В. М., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **24** (1960), 1035.
- ⁹²U₁₄₁²³⁸ Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- Albridge R. G., Hollander J. M., Gallagher C. J. Jr. and Hamilton J. H., *Nucl. Phys.*, **27** (1961), 529.
- Bisgård K. M., Dahl P., Hornshøj P. and Knutsen A. B., *Nucl. Phys.*, **41** (1963), 21.
- Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- ⁹²U₁₄₈²³⁵ Баранов С. А., Кулаков В. М., Беленский С. Н., *ЖЭТФ*, **43** (1962), 1135.
- ⁹²U₁₄₅²³⁷ Takanashi K. and Morinaga H., *Nucl. Phys.*, **15** (1960), 664.
- ⁹⁴Pu₁₄₅²³⁷ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- ⁹⁴Pu₁₄₆²³⁹ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Недовесов В. Г., Чечев В. П., *ЖЭТФ*, **45** (1963), 1360.
- ⁹⁶Cm₁₄₆²⁴⁶ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- ⁹⁸Cf₁₅₁²⁴⁹ Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- Stephens F. S., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **113** (1959), 212.
- ⁹⁸Cf₁₅₃²⁵¹ Asaro F., Bjørnholm S. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **133** (1964), B291.
- (2) 偶偶核能谱及 β 衰变 $\log ft$ 值
- ⁹⁰Th₁₃₈²³⁸ Bjørnholm S., Nathan O., Nielsen O. B. and Sheline R. K., *Nucl. Phys.*, **4** (1957), 313.
- Gallagher C. J., *Nucl. Phys.*, **16** (1960), 215.
- Arbman E., Bjørnholm S. and Nielsen O. B., *Nucl. Phys.*, **21** (1960), 406.
- ⁹⁰Th₁₄₀²³⁰ Джелепов Б. С., Пекар Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер (Изд. АН СССР, М., 1958), стр. 698.
- Davidson J. P., *Nucl. Phys.*, **33** (1962), 664.
- Bjørnholm S., Lederer M., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 2000.
- ⁹⁰Th₁₄₂²³² Джелепов Б. С., Пекар Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер (Изд. АН СССР, М., 1958), стр. 706.
- Stephens F. S., Diamond R. M. and Perlman I., *Phys. Rev. Letters*, **3** (1959), 435.

- McGowan F. K. and Stelson P. H., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1803.
- $^{98}\text{U}_{140}^{232}$ Bjørnholm S., Knutsen A. B. and Nielsen O. B., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **6** (1961), 239.
Davidson J. P., *Nucl. Phys.*, **33** (1962), 664.
Bjørnholm S., Boehm F., Knutsen A. B. and Nielsen O. B., *Nucl. Phys.*, **42** (1963), 469.
- $^{92}\text{U}_{148}^{234}$ Wood G. T., *Phys. Rev.*, **119** (1960), 2004.
Roger Foucher, Jean Mérinis, Alceu de Pinho et Manuel Valadares, *Compt. Rend.*, 255 (1962), 1916; *J. Physique*, **24** (1963), 203.
Bjørnholm S., Lederer M., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 2000.
Bjørnholm S. and Nielson O. B., *Nucl. Phys.*, **30** (1962); 488; **42** (1963), 642.
Hansen P. G., Wilsky K. and Bjørnholm S., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 417.
- $^{92}\text{U}_{144}^{236}$ Cranberg L., Proc. Conf. on the Phys. of Breeding, Argonne National Laboratory Report, ANL-6122 (1959).
Dresner L., *Nucl. Sci. Eng.*, **10** (1961), 142.
Moore S., Auerbach E. and Porter C., *Bull. Am. Phys. Soc.*, **7** (1962), 357.
- $^{91}\text{U}_{146}^{238}$ Stephens F. S., Diamond R. M. and Perlman I., *Phys. Rev. Letters*, **3** (1959), 435.
McGowan F. K. and Stelson P. H., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 1803.
- $^{94}\text{Pu}_{144}^{239}$ Shelton R. K., *Rev. Mod. Phys.*, **32** (1960), 1.
Albridge R. K. and Hollander J. M., *Nucl. Phys.*, **21** (1960), 438.
Bjørnholm S., Lederer M., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 2000.
Девятко Ю. Н., Ломоносов В. В., Урин М. Г., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **27** (1963), 1427.
- $^{94}\text{Pu}_{148}^{240}$ Дзепелов Б. С., Пекар Л. К., Схемы Распада Радиоактивных Ядер (Изд. АН СССР, М., 1958), стр. 739.
Bunker M. E., Dropesky B. J., Knight J. D., Starner J. W. and Warren B., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 143.
Bjørnholm S., Lederer M., Asaro F. and Perlman I., *Phys. Rev.*, **130** (1963), 2000.
- $^{96}\text{Cm}_{148}^{244}$ Vandenbosch S. E. and Day P., *Nucl. Phys.*, **30** (1962), 177.
Hansen P. G., Wilsky K., Baba C. V. K. and Vandenbosch S. E., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 410.
- $^{98}\text{Cf}_{152}^{250}$ Vandenbosch S. E., Diamond H., Sjöblom R. K. and Fields P. R., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 115.
- $^{100}\text{Fm}_{154}^{254}$ Unik J., Day P. and Vandenbosch S. E., *Nucl. Phys.*, **36** (1962), 284.

(3) 奇奇核能譜及 β 衰变 $\log ft$ 值

- $^{91}\text{Pa}_{148}^{234}$ Roger Foucher, Jean Mérinis, Alceu de Pinho et Manuel Valadares, *Compt. Rend.*, **255** (1962), 1916; *J. Physique*, **24** (1963), 203.
- $^{93}\text{Np}_{148}^{238}$ Asaro F., Michel M. C., Thompson S. G. and Perlman I., Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. (Manchester, 1961), p. 331.
- $^{93}\text{Np}_{147}^{240}$ Bunker M. E., Dropesky B. J., Knight J. D., Starner J. W. and Warren B., *Phys. Rev.*, **116** (1959), 143.
- $^{95}\text{Am}_{147}^{242}$ Asaro F., Perlman I., Rasmussen J. O. and Thompson S. G., *Phys. Rev.* **120** (1960), 935.
Vandenbosch S. E. and Day P., *Nucl. Phys.*, **30** (1962), 177.
- $^{95}\text{Am}_{149}^{244}$ Hansen P. G., Wilsky K., Baba C. V. K. and Vandenbosch S. E., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 410.

参 考 文 献

- [1] 楊立銘、曾謹言，物理學報，**20** (1964)，846。
- [2] 曾謹言、陳健華、魏海官，物理學報，**21** (1965)，267。
- [3] Soloviev V. G., *Phys. Letters*, **1** (1962), 202; Вепеш Т., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **27** (1963), 891.
- [4] Soloviev V. G., Selected Topics in Nuclear Theory (Janouch F. 編, Vienna, 1963), p. 233.
- [5] Nilsson S. G., *Dan. Mat. Fys. Medd.*, **29** (1955), No. 16.
- [6] Mottelson B. R. and Nilsson S. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **1** (1959), No. 8.
- [7] Gallagher C. J. Jr. and Soloviev V. G., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **2** (1962), No. 2.
- [8] Gallagher C. J. Jr., *Phys. Rev.*, **126** (1962), 1525.
- [9] Bjørnholm S., Boehm F., Knutsen A. B. and Nielsen O. B., *Nucl. Phys.*, **42** (1963), 469.
- [10] Дзепелов Б. С., Пекар Л. К., Сергеев В. О., Схемы Распада Радиоактивных Ядер (Изд. АН СССР, М., 1963), стр. 923.

- [11] Gallagher C. J., Jr. and Moszkowski S. A., *Phys. Rev.*, **111** (1958), 1282.
- [12] Alder K., Bohr A., Huus T., Mottelson B. and Winther A., *Revs. Mod. Phys.*, **28** (1956), 432.
- [13] Lipas P. O. and Davidson J. P., *Nucl. Phys.*, **26** (1961), 80; Lipas P. O., *Nucl. Phys.*, **40** (1963), 629.
- [14] Vandenbosch S. E. and Day P., *Nucl. Phys.*, **30** (1962), 177.
- [15] Hansen P. G., Wilsky K., Baba C. V. K. and Vandenbosch S. E., *Nucl. Phys.*, **45** (1963), 410.
- [16] Asaro F., Perlman I., Rasmussen J. O. and Thompson S. G., *Phys. Rev.*, **120** (1960), 935.
- [17] Asaro F., Michel M. C. Thompson S. G. and Perlman I., Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf. (Manchester, 1961), p. 331.
- [18] Roger Foucher, Jean Mérisin, Alceu de Pinho et Manuel Valadarés, *Compt. Rend.*, **255** (1962), 1916; *J. Physique*, **24** (1963), 203.
- [19] Everling F., König L. A., Mattauch J. H. E. and Wapstra A. H., *Nucl. Phys.*, **18** (1960), 529.
- [20] Nemirovsky P. E. and Adamchuk Yu. K., *Nucl. Phys.*, **39** (1962), 551.
- [21] Perlman I. and Rasmussen J. O., Handbuch der Physik, Bd. 42 (Flügge S. 編, Berlin, 1957), p. 109.
- [22] Гольдин Л. Л., Пекар Л. К., Новикова Г. И., *УФН*, **59** (1956), 459.
- [23] Preston M. A., *Phys. Rev.*, **71** (1947), 865.
- [24] Blatt J. M. and Weisskopf V. F., Theoretical Nuclear Physics (John Wiley and Sons, New York, 1952), p. 15.
- [25] 例如, Hofstadter R., *Ann. Rev. Nucl. Sci.*, **7** (1957), 231.
- [26] Fitch V. L. and Rainwater J., *Phys. Rev.*, **92** (1953), 789; Cooper L. N. and Henley E. M., *Phys. Rev.*, **92** (1953), 801; Quitmann D., Engfer R., Hegel U., Brix P., Backenstoss G., Goebel K. and Stadler B., *Nucl. Phys.*, **51** (1964), 609.
- [27] Rasmussen J. O., *Phys. Rev.*, **115** (1959), 1675.
- [28] Mang H. J. and Rasmussen J. O., *Mat. Fys. Skr. Dan. Vid. Selsk.*, **2** (1962), No. 3.
- [29] 曾谨言, 物理学报, **13** (1957), 357; 北京大学学报 (自然科学), **6** (1960), 355.
- [30] Баранов С. А., Кулаков В. М., Самойлов П. С., Зеленков А. Г., *ЖЭТФ*, **41** (1961), 1733.
- [31] Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Недовесов В. Г., Пузынович Ю. Т., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **24** (1960), 258.
- [32] Баранов С. А., Зеленков А. Г., Кулаков В. М., *Изв. АН СССР, сер. физ.*, **24** (1960), 1035.
- [33] Баранов С. А., Кулаков В. М., Беленский С. Н., *ЖЭТФ*, **43** (1962), 1135.
- [34] Джелепов Б. С., Иванов Р. Б., Недовесов В. Г., *ЖЭТФ*, **41** (1961), 1725.

THE INFLUENCES OF PAIRING FORCE ON THE PROPERTIES OF ACTINIDE NUCLEI

WU TSUNG-SHYH TSENG CHIN-YEN

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

By making use of the method for treating the pairing force, which conserves the number of particles, we have analysed the influences of pairing force on the various properties of actinide nuclei, including the intrinsic spectra of odd- A nuclei and even-even nuclei, β -decays and α -decays, etc. The general formula expressing the influences of pairing force on the various types of α -decay, are given.

1. First, Nilsson's parameters, which, after the pairing force being taken into account, can account for the observed intrinsic spectra of odd- A nuclei, are determined. It is found that they may be chosen as follows:

$$\kappa \sim 0.050, \eta \sim 4.4-5.4 \quad (\delta \sim \kappa\eta \sim 0.22-0.27)$$

$\mu \sim 0.70(N=5)$, $\mu \sim 0.62-0.66(N=6)$, for protons,

$\mu \sim 0.43-0.45(N=6)$, $\mu \sim 0.41-0.43(N=7)$, for neutrons.

2. Subsequently, with such realistic single-particle spectra, the intrinsic spectra and β -decays of neighbouring even-even nuclei (Th^{228} , Th^{230} , U^{232} , U^{234} , Cm^{244}) are analysed in detail. Some observed levels ($E \gtrsim 1 \text{ MeV}$.) may be explained as the pair-broken states or the pair-excitation states. (See Table 14, and Figs. 15, 16.)

According to calculation, there exist still many levels in the energy region, $E \sim 1-2 \text{ MeV}$, but they have not been observed yet. In the β -decay experiments, the majority of these levels can not be detected easily, but some of them, easily. The systematically occurring vibrational bands in the spectra of even-even nuclei could not be considered as the pair-broken states or the pair-excitation states. They are

γ -vibrational states, $K\pi=2^+$, $E \sim 0.8-1.0 \text{ MeV}$;

β -vibrational states, $K\pi=0^+$, $E \sim 0.7-0.9 \text{ MeV}$;

octupole b -vibrational states, $K\pi=0^-$, $E \sim 0.5-0.7 \text{ MeV}$.

3. The influences of pairing force on the α -decay probabilities are treated both with the BCS method and with the present method. The results, especially for the favoured α -decay, are quite different in the two methods. For example, when about 10 levels are involved, the retardation factors for the favoured α -decay of even-even nuclei are:

$$R = R_Z R_N \approx 200 \quad (\text{BCS wave function}),$$

$$R = R_Z R_N \approx 70 \quad (\text{exact solution}).$$

Compared with the exact solution, the occupation probability of the ν -th levels, ν_ν^2 , in the BCS method converges too slowly. In the BCS wave function, the portion, in which the number of particles is equal to the average number of particles, is about one third. After the influence of pairing force is taken into account, the nuclear radius constant derived from the α -decay is about $r_0 \sim 1.35 \text{ fm}$. The favoured α -decay of odd- A nuclei and the unfavoured α -decay are also discussed. The so-called F -factors are calculated and compared with experiments.