

关于 Pb^{208} 附近原子核的 γ 跃迁(II)—— $M1$ 跃迁*

黄唯志 喻傳贊 高 琴 張宗燁 于 敏

(中国科学院原子能研究所)

提 要

用組态混合的方法,对原子核 Pb^{205} 的 $M1\gamma$ 跃迁进行比較仔細的分析,結論是在定性上与实验完全没有矛盾,可以解释全部理論上存在、而实验上尚未观察到的能級;在定量上,也与实验符合較好。

§1. 引 言

在前一篇文章^[1]中,已經給出了我們作这个工作的目的。在这篇文章中,我們根据过去計算出的 Pb^{205} 能譜^[2],对 Pb^{205} 的 $M1\gamma$ 跃迁进行了較系統的研究,一共进行了 20 多条跃迁的計算,所得結果是比較滿意的。在定性上,与实验完全无矛盾,解释了全部在实验上观察不到的能級;在定量上, $M1$ 跃迁的相对比值也基本上是符合实验的。因此,可以說,这个工作的結果是支持壳模型力学基础中的論点的^[3],是支持独立粒子模型在双滿壳层重原子核上更加成功的結論的。

在工作中所用的方法就是組态混合,对于相距較近的能級,我們采用了变分法,而对相距較远的能級,我們采用微扰方法。

下面我們首先介紹一下方法,然后給出結果,并对結果进行分析和討論,最后作了一个总结。

§2. 計 算 方 法

为了清楚起見,我們仍然把过去用耦合理論計算出来的 Pb^{205} 能級数值示于图 1^[2]。图中 a, b, c, d, ... 是組态的代号。它們所代表的組态列如表 1。

表 1

代 号	a	b	c	d	e	f	g	h	i	j
組 态	$p_{1/2}^{-2}f_{5/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-2}p_{3/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-2}$	$p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-2}f_{13/2}^{-1}$	$f_{5/2}^{-2}$	$p_{1/2}^{-1}p_{3/2}^{-2}$	$f_{5/2}^{-2}p_{3/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}i_{13/2}^{-1}$	$p_{3/2}^{-2}f_{5/2}^{-1}$

在图中,我們略去了自旋为 1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2 的能量較高的能級,并且也略去了高自旋(11/2, 13/2)的能級。这是由于它們与我們所要研究的 $M1$ 跃迁无关。

* 1959年11月17日收到。

关于我們所研究的 20 多条 $M1$ 跃迁的組态及能量列表于下; 其中并附有混入的組态 (用代号标出); 分号以前的是用变分法混入的, 分号以后的是用微扰方法混入的, 角碼上的①及②代表退化态 (見表 2).

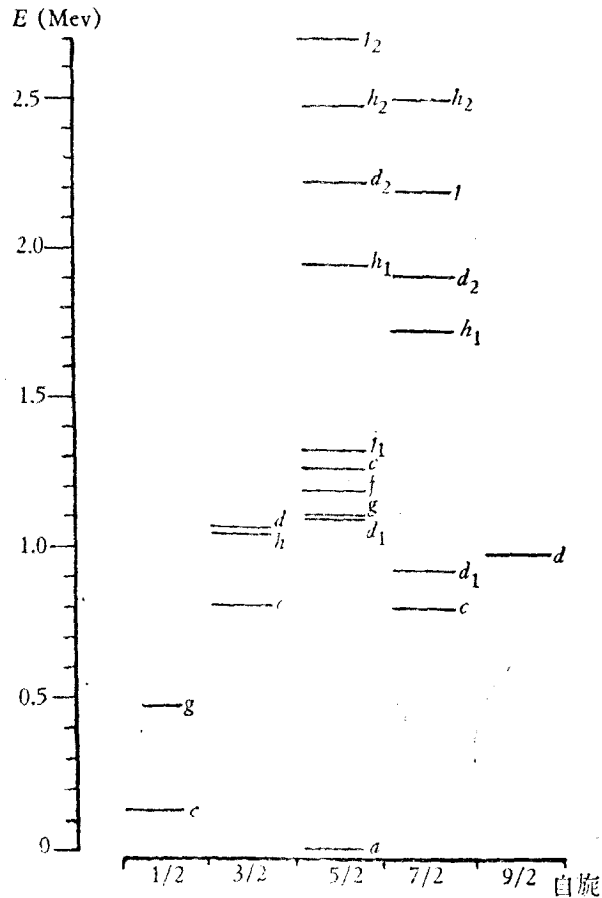


图 1 Pb^{206} 能級分布图

我們选择这些跃迁作为研究对象的原因有三:

1. 在 Pb^{208} 附近原子核, $E2$ 的集体跃迁与单个质子的 $E2$ 跃迁是同数量級的, 都比 $M1$ 跃迁慢, 因此在 Pb^{205} 原子核中, $M1$ 跃迁是主要的, 选 Pb^{205} 为研究对象, 可以比較系統地对 $M1$ 跃迁进行一下分析, 而比較少地牵涉到 $E2$ 跃迁.

2. 在 Pb^{205} 中, 有一些低能能級在理論上是存在的, 而在实验上却未观察到, 并且有的在定性的分析上还很难理解; 因此, 我們感到从計算中对这些能級的观察不到能否給出解释, 是考驗独立粒子模型是否能够解释 γ 跃迁的最基本的一个方面.

3. 在 Pb^{205} 中, 实验上也給出了一些 $M1$ 跃迁的相对比, 因此也可以从定量上来考驗理論的正确性.

我們所采用的方法, 就是熟知的組态混合方法, 在考虑 $M1$ 跃迁的情况下, 由于不牵涉到表面振盪的跃迁; 又由于由表面振盪二次微扰引起的組态混合系数比較小; 所以只需

表 2

初 态	组 态	末 态	能量(括号内为理论值) Kev
$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{7/2} \textcircled{2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{5/2}$	1766 (1912) \longrightarrow 1044 (1099)
$(h, j; c)$		$(j, c, f, g; a, h)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{7/2} \textcircled{1}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{5/2}$	1614 (1732) \longrightarrow (980)
$(d, i; c)$			
		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{7/2}$	\longrightarrow 703 (797)
		$(d; j, h)$	
		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{7/2} \textcircled{1}$	\longrightarrow 987 (923)
		$(c; j, h)$	
		$(p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2} \textcircled{1}$	\longrightarrow (1326)
		$(c, f, g, d; a, h)$	
		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{5/2}$	\longrightarrow 1503 (1264)
		$(j, f, g, d; a, h)$	
		$(f_{5/2}^{-2})_{5/2}$	\longrightarrow (1191)
		$(j, c, g, d; a, h)$	
		$(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2})_{5/2}$	\longrightarrow (1104)
		$(j, c, f, d; a, h)$	
$(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{7/2} \textcircled{1}$		$(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 1044 (1099)
$(d, j; c)$		$(j, c, f, g; a, h)$	
$(p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2} \textcircled{1}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$	(1326) \longrightarrow 745 (811)
$(c, f, g, d; a, h)$		$(d, h; i)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	(1326) \longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{5/2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$	1503 (1264) \longrightarrow 745 (811)
$(j, f, g, d; a, h)$		$(d, h; i)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(f_{5/2}^{-2})_{5/2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$	(1191) \longrightarrow 745 (811)
$(j, c, g, d; a, h)$		$(d, h; i)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2})_{5/2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$	(1104) \longrightarrow 745 (811)
$(j, c, f, d; a, h)$		$(d, h; i)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{5/2} \textcircled{1}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$	1044' (1099) \longrightarrow 745 (811)
$(j, c, f, g; a, h)$		$(d, h; i)$	
		$(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2}$	\longrightarrow 0 (0)
		$(; j, c, f, g, d)$	
$(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2})_{1/2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{1/2}$	550 (477) \longrightarrow (129)
$(c; i)$		$(g; j)$	
$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2}$		$(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{1/2}$	745 (811) \longrightarrow (129)
$(d, h; i)$		$(g; j)$	

考虑由于剩余核力所引起的组态混合,即只需要处理

$$H = \underbrace{H_p + H_s}_{H_0} + \frac{1}{2} \sum_{i \neq j} V_{ij} + H_{int} \quad (1)$$

表面与粒子的相互作用
剩余力

中的第二项即可。

在组态相距很近时,由于微扰方法不可用,则采用了变分的方法,而在组态相距较远的情况下,采用了微扰方法。混合以后的波函数可以表成

$$\Psi = \sum_{k=1}^n \alpha_k \phi_k + \sum_{j=1}^m \beta_j \psi_j, \quad (2)$$

其中 α_k 代表由变分得到的混合比例系数; β_j 代表微扰系数。

计算 α_k 及 β_j 并不是很困难的,只要计算出组态间的相互作用矩阵元即可。在此,为计算简单起见,我们将剩余的核力取为 δ 力,单态位势 $V_s = -40\text{Mev}$,三态位势 $V_t = -70\text{Mev}$,这样选择的参数用到计算能谱时,可以与能谱的实验值符合;核半径参数

$$\gamma_0 = 1.25 \times 10^{-13}\text{cm}.$$

据此,我们对下列五组情况进行了变分,并计算了其他组态对它们的微扰:

(i) $(p_{3/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(5/2)^-} \text{---} j \textcircled{1}$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(5/2)^-} \text{---} c$ $(f_{5/2}^{-1})_{(5/2)^-} \text{---} f$ $(p_{1/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(5/2)^-} \text{---} g$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(5/2)^-} \text{---} d \textcircled{1}$	(iii) $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(7/2)^-} \text{---} d \textcircled{1}$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(7/2)^-} \text{---} c$ (iv) $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(3/2)^-} \text{---} d$ $(f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(3/2)^-} \text{---} h$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(3/2)^-} \text{---} c$
(ii) $(p_{3/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(7/2)^-} \text{---} j$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(7/2)^-} \text{---} d \textcircled{2}$ $(f_{5/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(7/2)^-} \text{---} h \textcircled{1}$	(v) $(p_{1/2}^{-1}p_{3/2}^{-1})_{(1/2)^-} \text{---} g$ $(p_{1/2}^{-1}f_{5/2}^{-1})_{(1/2)^-} \text{---} c$

所得系数值列如表 3。

有了混合系数,就可以计算跃迁矩阵元了。

$$\langle \Psi_f | \mathfrak{M}_1 | \Psi_i \rangle = \left\langle \left(\sum_k \alpha_{kf} \phi_{kf} + \sum_j \beta_{jf} \psi_{jf} \right) | \mathfrak{M}_1 \left(\sum_k \alpha_{ki} \phi_{ki} + \sum_j \beta_{ji} \psi_{ji} \right) \right\rangle, \quad (3)$$

其中 f 代表终态, i 代表初态, \mathfrak{M}_1 代表 $M1$ 跃迁算符。将跃迁矩阵元计算出来以后,立即就可以得到跃迁几率。

由于实验上测量 $M1$ 跃迁的寿命期比较困难,所以很少有 $M1$ 跃迁的寿命期的实验值,而给出的多半是相对比例。因此,我们与实验进行比较的是:

$$\frac{(\hbar\omega)^3 |\langle \Psi_f | \mathfrak{M}_1 | \Psi_i \rangle|^2}{(\hbar\omega')^3 |\langle \Psi_{f'} | \mathfrak{M}_1 | \Psi_i \rangle|^2} = i \text{ 到 } f \text{ 及 } f' \text{ 的两个 } M1 \text{ 跃迁的相对比。} \quad (4)$$

式中 $\hbar\omega$ 及 $\hbar\omega'$ 分别是两条 γ 跃迁的能量。

关于由此得到的结果及分析将在下一节给出。

§ 3. 计算结果与分析

根据上节所述的方法我们进行计算。计算结果与实验比较情况可见图 2。

表 3

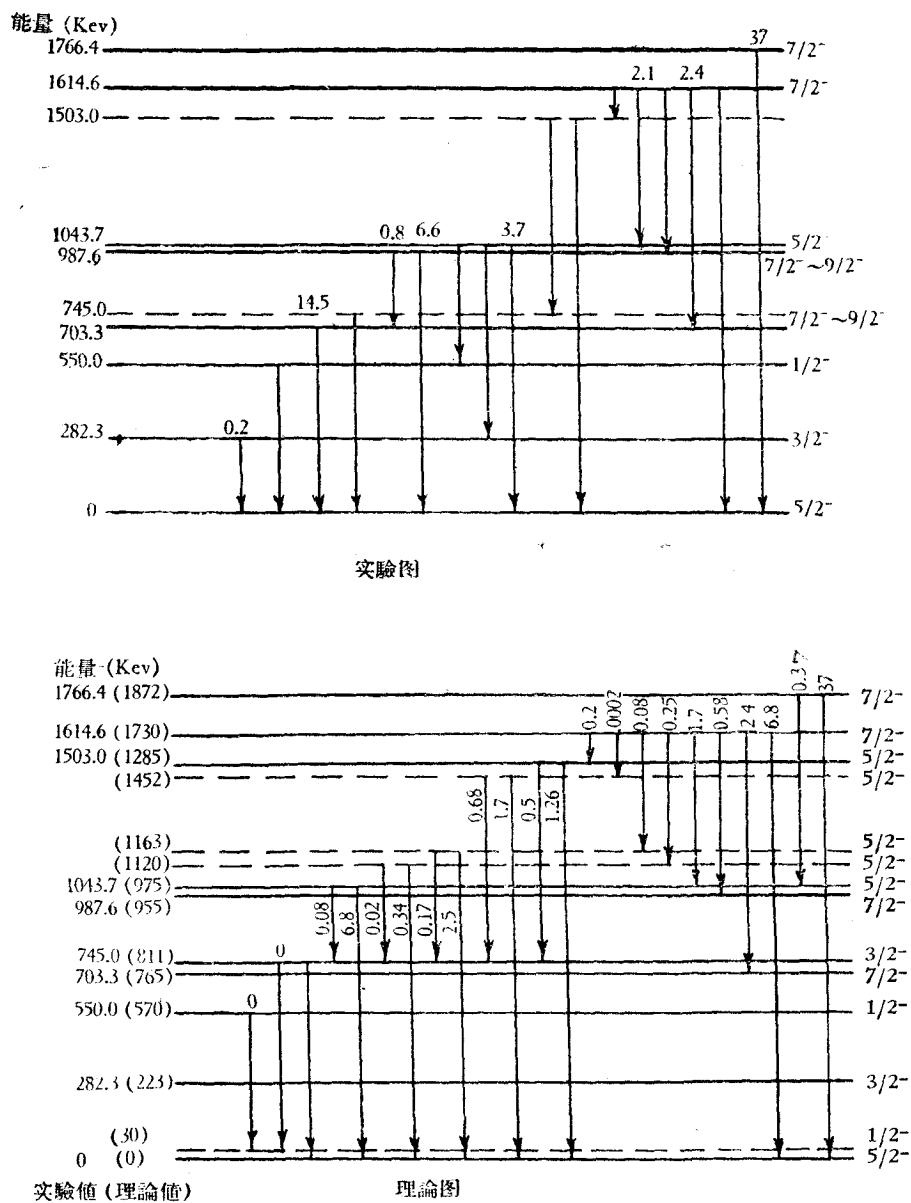
波函数 能级 ¹⁾	$f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-2}$		$f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1}$		$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2}$		$f_{5/2}^{-3}$		$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}$		$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$		$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1}$	
	α	β	α	β	α	β	α	β	α	β	α	β	α	β
1452 Kev (5/2) ⁻	0.8	-0.007 ²⁾		0.002 ³⁾ 0.021	-0.01		0.50		-0.22	-0.0001	0.06			0.23
1285 Kev (5/2) ⁻	-0.1	0.009		0.034 -0.056	-0.2		-0.02		-0.2	0.005	0.95			0.052
1163 Kev (5/2) ⁻	-0.5	0.065		0.025 -0.013	-0.3		0.75		0.37	-0.01	-0.04			0.31
1120 Kev (5/2) ⁻	-0.2	-0.064		-0.057 0.02	0.75		0.4		-0.5	0.004	0.15			0.13
975 Kev (5/2) ⁻	0.12	0.086		-0.014 -0.033	0.60		0.09		0.73	0.007	0.3			-0.10
1872 Kev ⁴⁾ (7/2) ⁻	0.345		-0.10						0.933					
1730 Kev (7/2) ⁻	0.06		0.99						0.12	0.02	-0.037			
955.5 Kev (7/2) ⁻		0.1		-0.01 -0.02					0.90	0.03	-0.42			
765.5 Kev (7/2) ⁻		-0.01		0.003 0.037					0.42	0.03	0.90			
0.0 Kev (5/2) ⁻		-0.225					-0.11	-0.31		0.096				0.91
811 Kev ⁴⁾ (3/2) ⁻			0.07						-0.25		0.967			
570 Kev (1/2) ⁻					0.91						-0.4			
30 Kev (1/2) ⁻					0.4						0.91			

1) 能级能量为理论值。

2) 同一个组态, α, β 皆不为 0, 这表示有退化, 并且两个退化态是分别用变分及微扰处理的。

3) 对于两个退化态, 有两个混合系数。上面的数据是混合能量较高的态的系数, 下面的数据是混合能量较低的态的系数。

4) 没有将变分的三条能级的波函数都给出, 只给出了与跃迁有关的态。

图 2 Pb^{208} γ 跃迁图

由图可见,利用组态混合的方法无论在解释能谱或跃迁相对比例,一般都比较满意。

在能谱方面,几条靠近的能级通过组态混合后,能级确实排开,排开趋向一般是略接近于实验(可见表 4 与图 3),但与实验值仍有差别;由于选择核力等有一定任意性,这种误差的存在是完全可以理解的。但另一方面也可以看到,虽然经过组态混合后,能级位置更接近实验,然而改变很小,一般都不超过 0.1MeV。因此可以说,组态混合对能谱位置的影响并不显著。关于这一点,是与以前的估计相符合的。由此我们可以认为,在 Pb^{208} 附近原子核的能谱问题上,只用一般耦合理论,就可以得到与实验符合的结果。

表 4

自旋宇称	排开前能级位置	排开后能级位置	实验值	自旋宇称	排开前能级位置	排开后能级位置	实验值
$(5/2)^-$	1326	1452		$(7/2)^-$	922	955	987.6
$(5/2)^-$	1264	1285	1503	$(7/2)^-$	799	765	703.3
$(5/2)^-$	1191	1163		$(1/2)^-$	477	570	550
$(5/2)^-$	1107	1120		$(1/2)^-$	129	30	
$(5/2)^-$	1099	975	1043.7	$(3/2)^-$	1069	1072	
$(7/2)^-$	2190	2234		$(3/2)^-$	1052	1049	
$(7/2)^-$	1912	1872	1766.4	$(3/2)^-$	814	811	745
$(7/2)^-$	1732	1730	1614.6				

在计算 M1 跃迁方面, 我们发现, 经过组态混合后, 在相对比值的定性定量方面, 与实验一般符合得相当好(见表 5)。

首先我们来看一下, 在解释实验上观察不到一些能级及跃迁的问题是否成功。例如 $E_\gamma = 520$ Kev ($(1/2)^-, 550 \rightarrow (1/2)^-, (30)$) 这条跃迁, 理论计算值为 0, 而在实验上也确实没有观测到这条跃迁, 并且, 在实验上未发现自旋宇称为 $(1/2)^-$ 、能量为 30 Kev 的这一条能级。同样 $E_\gamma = 715$ Kev ($(3/2)^-, 745 \rightarrow (1/2)^-, (30)$) 这条跃迁, 理论计算值为 0, 实验上也确实没有发现。又例如, 从实验上观测到由自旋宇称为 $(7/2)^-$ 、能量为 1614.6 Kev 跃迁到自旋宇称为 $(5/2)^-$ 的跃迁祇有 $E_\gamma = 570.9$ Kev ($(7/2)^- (1614.6 \rightarrow (5/2)^-, 1043.7)$ 一条(到基态的除外)。而从能谱计算得到在 1 Mev 附近自旋宇称为 $(5/2)^-$ 的能级却有五条, 表面上看来, 这也是一个问题。然而通过用组态混合方法进行计算后, 发现确实只有 $E_\gamma = 570.9$ Kev 这条跃迁最大, 若以它的跃迁为 1.7, 其他几条的跃迁比值将为 0.0002, 0.2, 0.08, 0.25, 都非常小。因而可认为在实验上将无法看到。

在此, 我们还对实验上未发现的三条 E2 跃迁进行了分析^[1], 一条是 $E_\gamma = 869.6$ Kev ($(7/2)^-, 1614.6 \rightarrow (3/2)^-, 745$) 的跃迁, 其跃迁几率为 3.9×10^{10} 秒⁻¹, 其中 $C_2 \sim 1000$, 而比 $E_\gamma = 1614.6$ Kev ($(7/2)^-, 1614.6 \rightarrow (5/2)^-, 0$) 这一条跃迁几率小十倍。另两条是 $E_\gamma = 1473$ Kev ($(5/2)^-, 1503 \rightarrow (1/2)^-, (30)$) 及 $E_\gamma = 1014$ Kev ($(5/2)^-, 1043.7 \rightarrow (1/2)^-, (30)$) 的跃迁, 它们的几率分别为 5.0×10^{10} 秒⁻¹ 及 2.5×10^{10} 秒⁻¹ (其中 $C_2 \sim 1000$), 比 $(5/2)^-, 1503 \rightarrow$ 基态及 $(5/2)^-, 1043.7 \rightarrow$ 基态的跃迁几率分别小十倍及一百倍。这充分说明了实验上是很难测到这三条 γ 跃迁的。因此从 M1, E2 上都说明了能量为 30 Kev 的 $(1/2)^-$ 能级在实验上是难测到的。

由实验告诉我们, 1766.4 Kev 这条能级是由 β_i^{207} 衰变来的, 且全部跃迁到基态去, 由理论计算结果, 的确 1766.4 Kev 到基态的跃迁几率很大, 以 1766.4 Kev 到 1043.7 Kev,

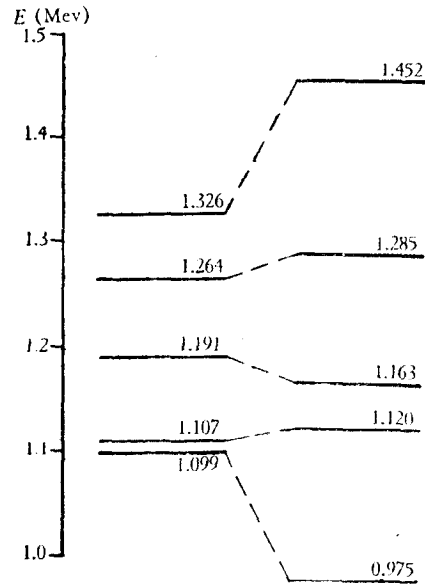
图 3 五条 $(5/2)^-$ 能级排开图

表 5

M1 跃 迁 能 量 Kev	理 論 計 算 值 跃 迁 的 相 对 比 值	实 驗 值 由 K 內 轉 換 綫 而 来
520 ((1/2) ⁻ , 550 → (1/2) ⁻ , (30))	0	沒有观察到
715 ((3/2) ⁻ , 745 → (1/2) ⁻ , (30))	0	沒有观察到
111.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , 1503)	(以下以 911.3 跃迁为准)	可能有跃迁
162.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , (1452))	0.0002	沒有观察到
329.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , (1285))	0.2	(可能为 111.6 跃迁)
451.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , (1163))	0.08	沒有观察到
514.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , (1120))	0.25	沒有观察到
570.9((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , 1043.7)	1.7	2.1
627.0((7/2) ⁻ , 1614.6 → (7/2) ⁻ , 987.6)	0.58	存在跃迁
911.3((7/2) ⁻ , 1614.6 → (7/2) ⁻ , 703.3)	2.4	2.4
1614.6((7/2) ⁻ , 1614.6 → (5/2) ⁻ , 0)	6.8	观察到跃迁
722.7((7/2) ⁻ , 1766.4 → (5/2) ⁻ , 1043.7)	0.37 (以 1766.4 跃迁为准)	沒有观察到
1766.4((7/2) ⁻ , 1766.4 → (5/2) ⁻ , 0)	37	37
758* ((5/2) ⁻ , 1503 → (3/2) ⁻ , 745)		观察到跃迁
692 ((5/2) ⁻ , 1503 → (3/2) ⁻ , (811))	有跃迁值	
745 ((3/2) ⁻ , 745 → (5/2) ⁻ , 0)		观察到跃迁
811 ((3/2) ⁻ , (811) → (5/2) ⁻ , 0)	有跃迁值	

* 表中 745Kev 实验能级相应的理论值为 811Kev.

$E_{\gamma} = 722.7\text{Kev}$ 这条跃迁与它相比,将只为其的百分之一. 这是理论与实验符合的又一个定性的例子.

通过计算后,对于实验上未能确定自旋宇称的几条能级如 1503Kev, 745Kev 等,通过跃迁的研究将有更充分的资料来确定它们的特性.

如 1503Kev 这条能级,从能谱的位置来看,它和理论上计算得到的 1452Kev, 1285 Kev 都较接近,现从跃迁几率来看,它很可能是 1285Kev 这条能级,自旋宇称是 $(5/2)^{-}$. 因为由表 5 可知,在实验上观测到由 1614.6 Kev \rightarrow 1503 Kev 将可能有跃迁,而理论计算上得 1614.6 Kev \rightarrow 1285 Kev 也有跃迁. 虽然与 $E_{\gamma} = 570.9\text{Kev}$ 的这条跃迁相比,仅占 11% 很小,但它比其他几条大,特别是比由 1614.6Kev \rightarrow 1452Kev 这条跃迁将大 1000 倍.

又如 745Kev 这条能级,原先认为它很可能是理论计算得到的自旋宇称为 $(9/2)^{-}$ 、能量为 980Kev 这一能级,然而目前根据跃迁与能级位置,认为它是自旋宇称为 $(3/2)^{-}$ 、能量为 811 Kev 这条能级更为合理. 因为从实验上观测到,由 1503 Kev \rightarrow 745 Kev 有跃迁. 若把 745 Kev 这一能级解释成为 $(9/2)^{-}$ 这能级,则由 $(5/2)^{-} \rightarrow (9/2)^{-}$ 将是 E_2 跃迁. 根据计算可知, M1 跃迁与单个质子的 E_2 跃迁相比将要大一个数量级,因此 E_2 跃迁几率将很小,这样就与实验上观测到跃迁的事实发生矛盾. 若把它解释作 $(3/2)^{-}$,则理论计算得到 $(5/2)^{-}$, 1503 Kev \rightarrow $(3/2)^{-}$, (811) Kev 有跃迁,与 $(5/2)^{-}$; 1503 Kev \rightarrow $(5/2)^{-}$, 0 Kev 的跃迁几率相比,几乎同数量级,与实验相符(图 2).

此外,在实验上,对于 987.6Kev 与 703.3Kev 两条能级没有完全确定自旋与宇称,它们可以是 $(7/2)^{-}$ 或 $(9/2)^{-}$. 在文章[2]中,我们把这两条都确定为 $(7/2)^{-}$. 从跃迁来看,还是比较合理的(见图 2).

最后让我们来讨论一下所选核力参数对结果的影响. 以自旋宇称为 $(5/2)^{-}$ 的五条能

級为例。我們知道,由变分法定混合比例,即需要解一个行列式。由于行列式要求等于零的条件,定出本征能量,再代入原方程組中,则可以解出混合比例。在这組五条 $(5/2)^-$ 混合的情况下,行列式可表示如下:

$$\begin{vmatrix} v_{i_1 i_1} - \Delta E_{i_1} & v_{i_1 c} & v_{i_1 f} & v_{i_1 g} & v_{i_1 d_1} \\ v_{c i_1} & v_{cc} - \Delta E_c & v_{cf} & v_{cg} & v_{cd_1} \\ v_{f i_1} & v_{fc} & v_{ff} - \Delta E_f & v_{fg} & v_{fd_1} \\ v_{g i_1} & v_{gc} & v_{gf} & v_{gg} - \Delta E_g & v_{gd_1} \\ v_{d_1 i_1} & v_{d_1 c} & v_{d_1 f} & v_{d_1 g} & v_{d_1 d_1} - \Delta E_{d_1} \end{vmatrix} = 0^{1)}$$

将 v_{ij} 数值代入,得

$$\begin{vmatrix} 1.326 - E & -0.0032 & 0.166 & -0.029 & -0.0536 \\ -0.0032 & 1.264 - E & 0.0068 & -0.0455 & -0.042 \\ 0.166 & 0.0068 & 1.191 - E & 0 & -0.059 \\ -0.029 & -0.0455 & 0 & 1.107 - E & -0.096 \\ -0.0536 & -0.042 & -0.059 & -0.096 & 1.099 - E \end{vmatrix} = 0^{2)}$$

由此解得本征能量及相应的本征态的混合系数为

本征能量	相应的本征态的混合系数				
1.452	$\alpha_{i_1} = 0.85$	$\alpha_c = 0.06$	$\alpha_f = 0.50$	$\alpha_g = -0.01$	$\alpha_{d_1} = -0.22$
1.285	-0.1	0.95	-0.02	-0.20	-0.20
1.163	-0.45	-0.04	0.75	-0.30	0.37
1.120	-0.2	0.15	0.40	0.75	-0.45
0.975	0.12	0.30	0.086	0.60	0.73

由所解得的五組組态混合系数具有一些特点,如 1.285MeV 态 $\alpha_c = 0.95$ 最大,其次为 0.975MeV 态 $\alpha_c = 0.3$, 而其他态的 α_c 都比较小。又由表 2 可以看出,在由能級 1.614MeV $(7/2)^-$ 到这几条 $(5/2)^-$ 能級的跃迁中,只有到組态 C 才不是禁戒的,因此跃迁几率将与 α_c^2 成比例。这样就解释了为什么由 1.614MeV $(7/2)^-$ 能級不跃迁到其他三条 $(5/2)^-$ 能級上。

为了了解为什么 α_c 具有这样的特点,我們將小数值近似地按比例地化成整数;則上述的行列式可近似地写成下列形式:

$$\begin{vmatrix} 4 - E' & 0 & 3 & -1 & -1 \\ 0 & 3 - E' & 0 & -1 & -1 \\ 3 & 0 & 2 - E' & 0 & -1 \\ -1 & -1 & 0 & 0 - E' & -2 \\ -1 & -1 & -1 & -2 & 0 - E' \end{vmatrix} = 0,$$

其中 $E' = -1.10 + E$.

首先在子行列式 $\begin{vmatrix} 0 - E' & -2 \\ -2 & 0 - E' \end{vmatrix}$ 中,非对角綫項比对角綫項大。这表示这二能級相距較近,且混合較厉害,而在 1.120MeV 和 0.975MeV 两条能級中,也的确出现了此特点。

1) 其中 v_{ij} 表示組态 i 与 j 相互作用矩陣元。

2) 能量的单位为 MeV。

下面我們把矩陣进行变換,即对子矩陣 $\begin{pmatrix} -E' & -2 \\ -2 & -E' \end{pmatrix}$ 进行对角綫化,就可得下列一矩陣:

$$\begin{pmatrix} 4 & 0 & 3 & 0 & -\sqrt{2} \\ 0 & 3 & 0 & 0 & -\sqrt{2} \\ 3 & 0 & 2 & \frac{1}{\sqrt{2}} & \frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 2 & 0 \\ -\sqrt{2} & -\sqrt{2} & \frac{1}{-\sqrt{2}} & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

由此矩陣显然可以看到,除了 1.285Mev 这一能級 α_c 最大外,其次只有 0.975Mev 这一能級 α_c 較大. 所以能得到以上結果,要求相互作用矩陣元必然具有这样一些特性:

1. $v_{gg} \approx v_{d_1 d_1}$;
2. $v_{c_1 c_1}, v_{c_1 c_2}$ 較小;
3. $v_{cg} \approx v_{cd_1}$.

若相互作用矩陣元有些改变,但不改变以上特点,将对結果无显著影响. 因此我們认为核力参数值在一定范围内对結果影响不大,这也就是說,我們的計算結果并不是由于剩余相互作用力参数的特殊选择而与实验偶然巧合. 事实上,只要我們选择剩余相互作用的强度大致与二自由核子間的核力相等,我們就可得到上述結果.

§ 4. 总 結

总的說来,不論在 M1 跃迁和 E2, E3 跃迁上,定性的倍数都是令人滿意的;在定量的結果上,特别是对于电跃迁,由于参数較多,尚未能下肯定的結論. 关于几个定性的結論,再在此簡單总结一下.

(1) 組态混合的效应,在对能譜的影响上是不显著的,最大只改变了 0.15Mev.

(2) 組态混合效应在对跃迁上影响較大, M1 跃迁的定性結果与核力的参数 V_s, V_t 不敏感.

(3) 在电跃迁上,集体效应不可忽略,它的数量級与单个质子电跃迁是相同的.

(4) 由 Pb^{208} 附近原子核的跃迁及能級定出来的参数 $\hbar\omega_2, \hbar\omega_3, C_2, C_3, k$ 等基本上是在 Pb^{208} 附近区域内改变很小的. 并且支持了 Lane^[4] 在巴黎會議上的总结上的結論;即在重原子核,二級表面振盪不如三級表面振盪容易激发.

最后必須指出,大量的計算工作是由計算組的同志完成的.

参 考 文 献

- [1] 梁春田、胡堂視、陈晓天、余友文、于敏,本期物理学报,第 36 頁.
- [2] 喻传贊、胡堂視、陈晓天、余友文、张宗燁、于敏,本期物理学报,第 1 頁.
- [3] 于敏等,物理学报,15 卷 8 期,397 頁.
- [4] Lane, Comptes Rendus du Congrès International de physique nucléaire (1958).

γ ПЕРЕХОД ЯДЕР ВБЛИЗИ Pb^{208} (II)—— $M1$

Хуан Вэн-чжи Юй Цуан-цзань Го Цинь Чжан Чун-хуа Юй Минь

(Институт Атомных Энергий АН КНР)

Резюме

При помощи метода конфигурации провели более подробный анализ $M1$ Pb^{205} перехода, результат которого качественно вполне не противоречит экспериментам. Все теоретические существующие уровни, не наблюдаемые на опыте были выяснены. Качественно также с экспериментом совпадали не плохо.