

关于 Pb^{208} 附近原子核的能谱(I) — Pb^{205} 和 Pb^{204} *

喻傳贊 胡堂視 陈曉天 余友文 張宗輝 于 敏

(中国科学院原子能研究所)

提 要

利用独立粒子模型的观点、用分波的方法^[1],将两体相互作用当作微扰来处理,并且认为在計算能谱中,三体以上核子之間的相互关連不重要,对 Pb^{205} 及 Pb^{204} 两个原子核的能級进行了計算,所得結果与实验符合得很好。

§ 1. 引 言

在以前的文章^[1]中,曾对独立粒子运动的力学基础进行了研究,在微扰級数收斂的条件下,在 $1/4$ 的近似下曾指出了:壳模型之所以成功,主要是由于原子核的体积效应。因此,我們猜想,应用壳模型到重原子核可能会得到比輕原子核更大的成功。

这里,我們根据上述观点,对关于 Pb^{208} 满壳层附近原子核的能谱問題将理論与实验进行了大量的比較。在計算两个核子的相互作用时,我們是用于敏^[2]所提出的分波計算方法。在这篇文章里,我們計算了 Pb^{205} 和 Pb^{204} 的能谱;在下一篇文章里^[3]計算了 Bi^{208} 、 Bi^{207} 的能谱。另外我們还研究了 Pb^{203} 和 Tl^{203} 的能谱^[4]。总的說来,在这些計算中所得到的結果,与实验是符合得很好的,这有力地說明了:用耦合理論計算重原子核的能谱問題是可行的,并充分地証實了上述观点的正确性。

在 § 2 中,簡單介紹了一下計算的方法与結果,在 § 3 中,对这些結果进行了分析,最后在 § 4 中我們作了一个小結。

§ 2. Pb^{205} , Pb^{204} 的計算方法和結果

(一) 計算方法

我們所討論的是 Pb^{208} 附近的一些原子核。根据壳模型理論, Pb^{208} 是一个具有 82 个質子、126 个中子的双满壳层的原子核。我們研究的这些原子核是比 Pb^{208} 多几个或少几个質子或中子的原子核。根据壳模型理論,我們將认为这些粒子或空穴是在双满壳层 Pb^{208} 所有核子所貢獻的平均場中作独立粒子运动。

根据[1]中的論点,满壳层外有多个核子原子核的能級問題可以归之为单个粒子的能量以及两体相互作用問題。而計算单个核子在 Pb^{208} 所有核子貢獻的平均場中运动所具有的能量是很复杂的,但我們可以采用实验所給出的数据。在計算 Pb^{206} , Pb^{205} 及 Pb^{204} 的問題中,单粒子的能量就相当于 Pb^{207} 的能級能量。

* 1959年11月17日收到。

Pb^{205} , Pb^{204} 是 Pb^{208} 中具有三个或四个中子空穴的原子核。可以証明:空穴之間的相互作用能除了差一个与組态无关的常数項外,正相当于粒子之間的相互作用能^[5]。因此不难証明, Pb^{206} 原子核能級的能量为

$$E_{Pb^{206}} = E_1 + E_2 + \Delta E_{12}, \quad (1)$$

$$\Delta E_{12} = \langle \psi(12) | v_{12} | \psi(12) \rangle, \quad (2)$$

其中 E_1 和 E_2 为单个核子的能量,即相当于每个空穴在 Pb^{207} 中不同能級的能量; ΔE_{12} 为在給定状态下一对核子相互間的作用能量; $\psi(12)$ 为給定状态下的一对核子的波函数。

同理,对 Pb^{205} 和 Pb^{204} 的能級的能量分别为

$$E_{Pb^{205}} = E_1 + E_2 + E_3 + \Delta E_{12} + \Delta E_{23} + \Delta E_{31} + \Delta E_{123}.$$

ΔE_{12} 等是和 Pb^{206} 中同样的矩陣元; ΔE_{123} 是三体关連項,如[1]中所指出的可以忽略。同样在忽略三体 and 四体关連項时,

$$E_{Pb^{204}} = E_1 + E_2 + E_3 + E_4 + \Delta E_{12} + \Delta E_{13} + \Delta E_{14} + \Delta E_{23} + \Delta E_{24} + \Delta E_{34}.$$

关于二体矩陣元,我們基本上采用[2]中的計算,計算方法是采用分波計算方法。如該文指出,这些計算值与实验值是符合的。

在具有退化的情形下,即組态相同、自旋又相同的态不止一条时,必須将能量矩陣元进行对角綫化^[1]。

(二) 計算結果

我們將 Pb^{205} , Pb^{204} 的組态、自旋、宇称等分別列于表 1 及表 2 中。

表 1 Pb^{205} 的 組 态

組 态	代 号	零級能量 Mev	自 旋	宇 称
$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1}$	a	0	5/2	-
$p_{1/2}^{-2} p_{3/2}^{-1}$	b	0.32	3/2	-
$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c	0.57	1/2, 3/2, 5/2, 7/2, 9/2	-
$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}$	d	0.89	1/2, (3/2) ² , (5/2) ² , (7/2) ² , 9/2	-
$p_{1/2}^{-2} f_{7/2}^{-1}$	e	1.06	13/2	+
$f_{5/2}^{-3}$	f	1.14	3/2, 5/2, 9/2	-
$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2}$	g	1.21	1/2, 3/2, 5/2	-
$f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1}$	h	1.46	1/2, (3/2) ² , (5/2) ² , (7/2) ² , 9/2, 11/2	-
$p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}$	i	1.63	7/2, (9/2) ² , (11/2) ² , (13/2) ² , (17/2) ² , 19/2	+
$f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-2}$	j	1.78	1/2, 3/2, (5/2) ² , 7/2, 9/2	-

1) M. H. L. Pryce Nucl. Phys. 2 (1956/1957), 226.

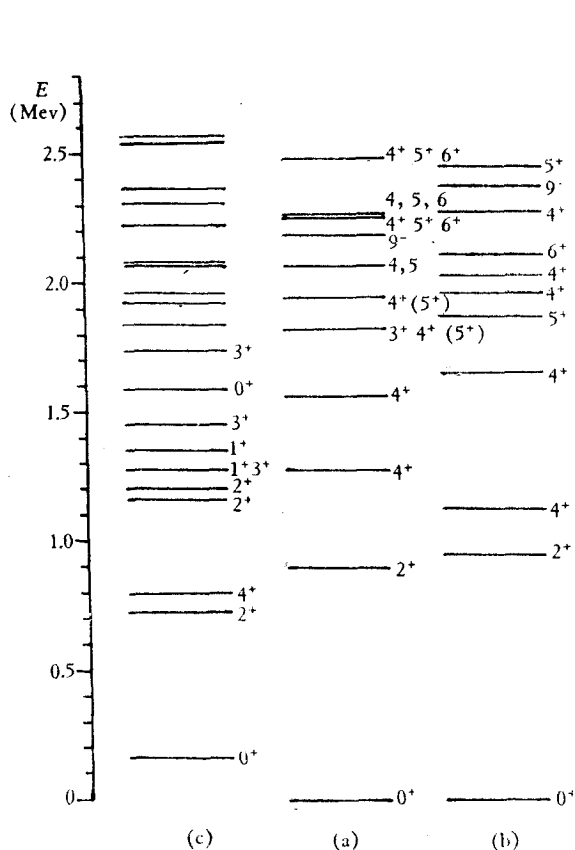


图2 Pb^{204} 的能谱图
(a) 实验已观测到的能级; (b) 理论计算与实验相应的能级; (c) 理论计算而实验尚未观测到的能级

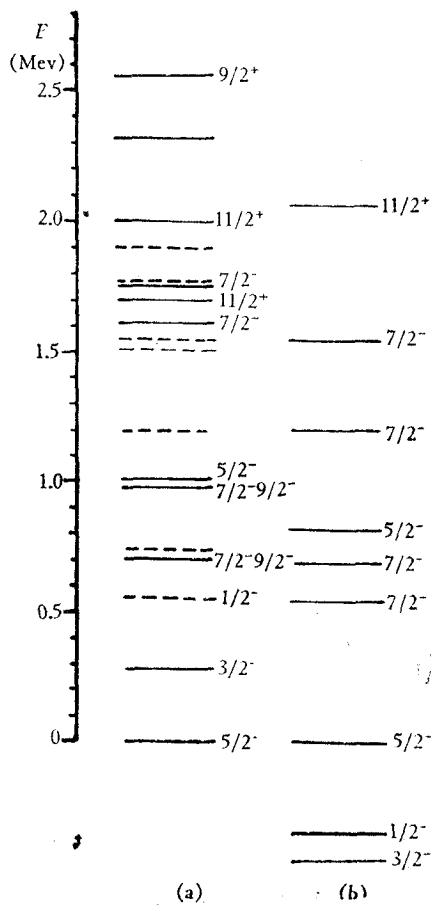


图3 Pb^{205}
(a) 实验已观测到的能谱;
(b) 未调节矩阵元前理论计算的能谱

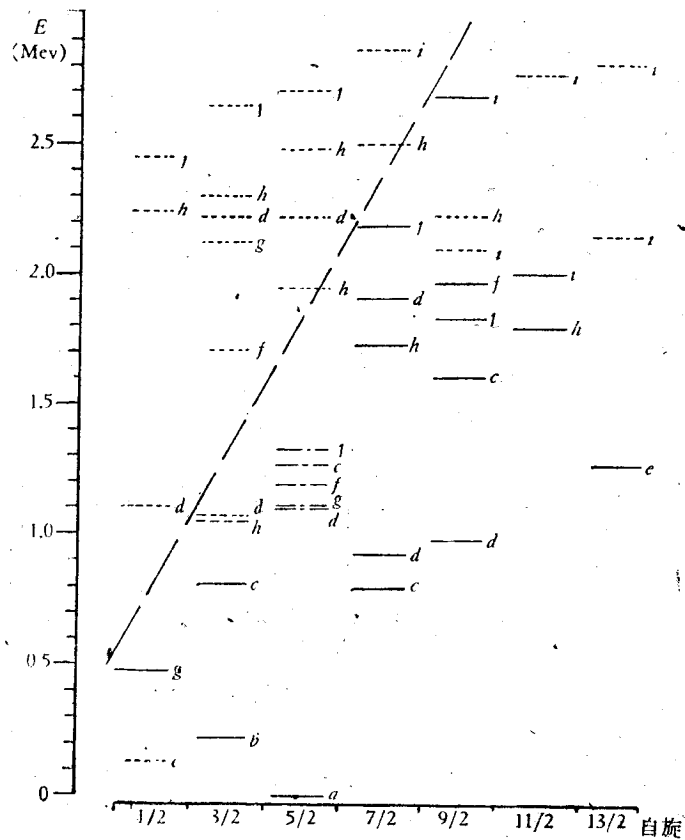
四个改动的矩阵元是 $(p_{3/2}f_{5/2})_4$ 和 $(p_{3/2}p_{3/2})_0$, 具体改动的数值见表3. $(p_{3/2}p_{3/2})_0$ 改动了10%, $(p_{1/2}p_{3/2})_2$ 改动了23%, $(p_{3/2}f_{5/2})_4$ 改动了30%, $(p_{1/2}f_{5/2})_2$ 改动了20%. 我们认为这些改正是由于核力选择的误差所引起的.

除了 S 波相互作用外, 还必须考虑高次波相互作用对能级的影响. 从理论与实验比较的分析中, 可以看到, 在絕大多数的情况中, S 波的相互作用是主要的, 但是在某些特别的情况下, F 波的作用也是很强烈的. 我们发现, $(p_{1/2}p_{3/2})_1$ 的 3p_0 波相互作用是较强的. 事实上, 欲与 Pb^{205} 等实验能谱符合得好, 还要求 $\Delta E(p_{1/2}p_{3/2})_1$ 为 $+0.20\text{Mev}$. 我们用 ΔE_{12} 的公式具体地计算了 P 波的贡献, 其结果为: $\Delta E(p_{1/2}p_{3/2})_1 = 0.17\text{Mev}$. 这一事实也说明在 [2] 中所提出的 3p_0 波是斥力的论点. 另外 $(p_{1/2}f_{5/2})_2$ 的 3p_2 波也比较重要, 约为 -0.1Mev . 对其他 P 波影响未作具体的计算, 看来影响较小.

我们选用经过改动后的矩阵元作为正式的二体相互作用矩阵元, 这样, 不仅使 Pb^{206} 与实验符合得更好, 而且用这一套能量矩阵元去计算 Pb^{205} , Pb^{204} 亦得到了很好的结果. 同

表 3 Pb^{206} 的 相 互 作 用 能

組 态	改正前的相互 作用能 Kev	改正后的相互 作用能 Kev	組 态	改正前的相互 作用能 Kev	改正后的相互 作用能 Kev
$(f_{5/2}^2)_0$	-1250	-1250	$(p_{1/2}p_{1/2})_0$	-810	-810
$(f_{5/2}^2)_2$	-300	-300	$(p_{1/2}p_{1/2})_1$	0 (S 波) +170 (P 波)	200
$(f_{5/2}^2)_4$	-132	-132	$(p_{3/2}^2)_0$	-1620	-1450
$(p_{1/2}f_{5/2})_2$	-378 (S 波) -100 (P 波)	-576	$(p_{3/2}^2)_2$	-407	-407
$(p_{1/2}f_{5/2})_0$	-38.2	-38.2	$(p_{1/2}p_{3/2})_2$	-814	-622
$(p_{3/2}f_{5/2})_1$	0	0	$(p_{3/2}f_{5/2})_0$	0	0
$(p_{3/2}f_{5/2})_2$	-109	-109	$(p_{1/2}f_{5/2})_6$	-57	-57
$(p_{3/2}f_{5/2})_3$	0	0	$(p_{1/2}f_{5/2})_7$	-242	-242
$(p_{3/2}f_{5/2})_4$	-450	-589	$(f_{5/2}f_{5/2})_7$	-57.2	-57.2
$(f_{5/2}f_{5/2})_5$	-230	-230	$(f_{5/2}f_{5/2})_9$	-171	-171
$(f_{5/2}f_{5/2})_6$	0	0			

图 4 Pb^{208} 理論能級分析图

——表示实验已观测到的能级;
表示实验尚未观测到的能级;
 ---表示尚未能与实验确定所对应的能级

时,在另一工作^[3]中,将这一套矩陣元用到 Bi^{207} 上去亦得到了良好的結果. 这說明我們所选用的这一套二体矩陣元在我們所計算的这些原子核中是没有矛盾的. 由于經過这样一点在誤差范围内的改动,就能使这几个原子核的能譜在理論与实验比較上都得到了較好的結果,这也說明了不必考虑組态混合的耦合理論已經是很好的近似.

(二) Pb^{205} 能級的分析

关于 Pb^{205} 的計算結果已經画在图 1 中. 为了与实验比較起見,再把各能級按自旋分类以图示出,如图 4 所示.

图 4 中虛綫所示能級,虽然在理論上已經給出,但实验并未观察到,而实綫所示能級为在实验上已观察到的能級. 由图 4 可以看出,虛綫大多集中在斜綫左上方,而实綫都在

表 4 Pb^{205} 理論能級与实验能級

实 驗		理 論			
能量数值(Mev)	自旋及宇称	能量数值(Mev)	自旋及宇称	所 属 組 态	組 态 代 号
0.000	$5/2^-$	0.000	$5/2^-$	$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1}$	a
0.282	$3/2^-$	0.223	$3/2^-$	$p_{1/2}^{-2} p_{3/2}^{-1}$	b
0.550 (或0.494)	$1/2^-$ (或 $3/2^-$)	0.477	$1/2^-$	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2}$	g
0.703	$9/2^-$ (或 $7/2^-$)	0.799	$7/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c
0.745 (或0.753)		0.811	$3/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c
0.988	$9/2^-$ 或 $7/2^-$	0.922	$7/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}$	d
1.0437	$5/2^-$	1.099	$5/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}$	d
1.190		1.277	$13/2^+$	$p_{1/2}^{-2} i_{13/2}^{-1}$	e
1.503		1.264	$5/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c
1.552 (或1.014)		1.607 (或0.980)	$9/2^-$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$ (或 $p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$)	c (或 d)
1.615	$7/2^-$	1.732	$7/2^-$	$p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	h
1.705	$11/2^{(+)}$	1.709	$11/2^-$	$p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	h
1.767	$7/2^-$	1.912	$7/2^-$	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	d
1.777		1.835	$9/2^-$	$p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1}$	j
1.907		1.970	$9/2^-$	$f_{5/2}^{-3}$	f
2.055	$11/2^{(+)}$	2.017	$11/2^+$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	i
2.315		2.190	$7/2^-$	$p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1}$	j
2.567	$9/2^{(+)}$	2.681	$9/2^+$	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	i

右下方, 这种现象是很易理解的, 这是因为这个能级图是由 Bi^{205} 基态 $h_{9/2}$ (质子) 俘获一个电子衰变到 Pb^{205} 而来的, 然后由串级 γ 衰变到基态. 因此, 在 Pb^{205} 中具有自旋为 $5/2$, $3/2$, $1/2$, 能量较高的能级 (1 Mev 以上) 在实验上都难以观察到.

为了将理论计算结果与实验比较起见, 我们将实验上已观察到的能级和分析出来的相应的理论计算能级列在表 4 中.

感到有趣的是自旋是 $5/2$ 、宇称为负的在 $1 \rightarrow 1.3$ Mev 之间的五条能级, 其中有几条在实验上已观察到, 但如果只凭理论上计算出的能谱值, 尚不能肯定与各条实验能级相应的是哪一条. 在下面的工作^[1]中, 我们考虑了组态混合, 并进行了跃迁的分析, 发现五条 $5/2^-$ 中只有两条可以观测到, 这是与实验完全符合的.

实验上有些已经观察到的能级并未确定其自旋和宇称, 根据实验给出的 Pb^{205} 激发态能级之间的 γ 跃迁情况, 我们找出在理论上计算到的与其相应的能级进行分析, 把这些未定的自旋及宇称的多数情况都确定了下来 (见表 4), 实验上 2.315 Mev 这条能级, 理论上与它相近的有 2.231 Mev $(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{9/2^-}$, 2.153 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{13/2^+}$ 和 2.190 Mev $(p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{7/2^-}$ 三条, 实验上给出 2.315 Mev 这条能级可以通过 $M2$ 跃迁到能量为 2.055 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{11/2^+}$ 这条能级, 因之这条未定自旋和宇称的能级似乎是 2.190 Mev $(p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{7/2^-}$. 又 1.190 Mev 这条能级, 实验指出它可通过 $M3$, $M4$ 或 $E2$ 跃迁到基态. 理论上在其附近的能级有: 1.277 Mev $(p_{1/2}^{-2} i_{13/2}^{-1})_{13/2^+}$, 1.107 Mev $(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-2})_{5/2^-}$, 1.191 Mev $(f_{5/2}^{-3})_{5/2^-}$ 及 1.326 Mev $(p_{3/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{5/2^-}$. 如果是 $M4$ 跃迁, 这条能级似乎应与 1.277 Mev $13/2^+$ 相应, 若为 $E2$ 跃迁, 则可解释为 1.107 Mev $(5/2^-)$, 1.191 Mev $(5/2^-)$ 或 1.326 Mev $(5/2^-)$. 另外 1.503 Mev 能级, 实验给出它是由 1.615 Mev $(7/2^-)$ 跃迁而来, 并且它可以跃迁到 0.7583 Mev $(3/2^-)$ ¹⁾ 和到基态, 同时还给出 1.552 Mev 能级由 2.567 Mev $(9/2^+)$ 能级跃迁而来, 再跃迁到基态去; 在这两条附近的理论能级有 1.264 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{5/2^-}$ 和 1.607 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{9/2^-}$, 这样 1.503 Mev 这条能级很可能就是 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{5/2^-}$, 而 1.552 Mev 这条能级可能就是 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{9/2^-}$ 这条能级. 其他各条与实验相应的能级的自旋宇称的确定也是相似的, 不再一一细述. 而需要特别讨论的能级是另外一条 1.709 Mev $(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{11/2^-}$, 实验者认为 0.3494 Mev 的 γ 跃迁为 $M1$ 跃迁, 从而肯定能级 1.705 Mev 为 $11/2^+$; 但根据 0.3494 Mev 的 γ 的 K/L 和 a_K 值, 似乎这一跃迁更近于 $E1$, 则 1.705 Mev 能级为 $11/2^-$, 这样也可以解释它能够跃迁到 1.614 Mev $(7/2^-)$ 和 0.703 Mev $(7/2^-)$. 因此, 我们认为解释为 $11/2^-$ 是和理论结果符合的.

值得注意的是有些能级在理论上应该存在, 但是在实验上却没有被观察到. 对于这些能级, 其中大多数是能够从简单考虑中立刻得到解释的, 这主要是因为到这些能级的 γ 跃迁的跃迁几率太小. 对于图 4 中对角线上方的能级为什么没有被观察到, 在前面已经解释过了. 此外, 在对角线下方也还有一些未被观察到的能级, 讨论如下:

(1) 如处在 2.230 Mev $(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{9/2^-}$ 一条, 其所以没有被观察到, 可能是由于这条能级实际能量比理论值还要高得多, 因此无论是通过 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{9/2^+} \rightarrow (f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{9/2^-}$ 的 γ 跃迁或直接的 β 衰变都不容易实现.

1) $3/2^-$ 不太可靠, 实验上未能确定 0.7583 Mev 的自旋是 $3/2^-$.

(2) 处在 2.153 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{13/2}^{+}$ 的能级在实验上亦没有被观察到。要发现这条能级可以有两个来源, 一个是从 Bi²⁰⁵ 直接由 β 衰变而来, 但它是唯一的一次禁戒跃迁, 而且相隔能量又小, 故其衰变几率是很小的。另一个来源是由 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{9/2}^{+} \rightarrow (p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{13/2}^{+}$ 的跃迁, 虽然它们是属于同一个组态, 然而 E2 跃迁, 能量间隔也很小, 比起 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{9/2}^{+}$ 到另外一些能级的跃迁要不利得多。

(3) 处在 1.1 → 1.33 Mev 之间共有五条 $5/2^{-}$ 的能级, 在这些能级中只有二三条是被观察到了, 而其他的能级都没有被观察到。这些能级靠得很近, 有组态相互作用存在。经过组态相互作用的处理以后(见[8]), 这些能级的位置改变并不大, 不过波函数的混合很大。经过严格计算, 发现在实验上可观察到的确只有两条 $5/2^{-}$, 而其他三条必须提高实验精确度才能观察到。

(4) 处在 0.129 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{1/2}^{-}$ 的能级, 也没有观察到。要观察到这条能级, 就要通过来自自旋为 $1/2^{-}$ 及 $3/2^{-}$ 的 M1 跃迁, 或者自旋为 $5/2^{-}$ 的 E2 跃迁。但是经过计算, 发现这些跃迁的几率都很小, 这个问题也就得到了解决^[9]。

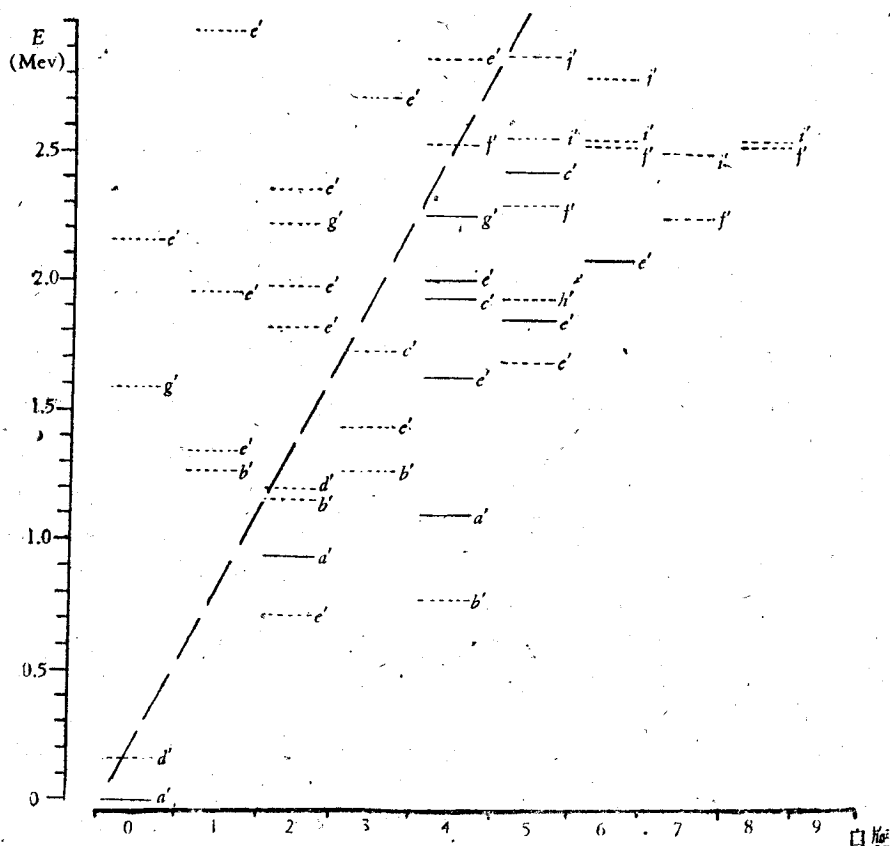


图5 Pb²⁰⁴ 理论能级分析图

——表示实验已观测到的能级;
表示实验尚未观测到的能级

另外, 有一条在实验上未观察到而在理論上难以解释的能級, 就是 2.106 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{9/2}^{+}$. 似乎可以观察到同組态 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{9/2}^{+}$ 的两条退化能級間的跃迁, 需要严格地进行計算一下, 才能断定它的跃迁几率是否很小.

(三) Pb^{204} 能級的分析

我們將理論計算結果与实验的比較列于表 5 中. 对于 Pb^{204} 而言, 理論的計算結果与实验上已观测到的能級符合較好. 根据 γ 跃迁的分析, 我們初步确定了实验上已发现的十一条能級是属于哪一个組态(見表 5).

表 5 Pb^{204} 理論能級与实验能級

实 驗		理 論			
能 級 数 值 Mev	自 旋 及 宇 称	能 級 数 值 Mev	自 旋 及 宇 称	所 属 組 态	組 态 代 号
0.000	0^{+}	0.000	0^{+}	$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-2}$	a'
0.899	2^{+}	0.950	2^{+}	$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-2}$	a'
1.274	4^{+}	1.118	4^{+}	$p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-2}$	a'
1.563	4^{+}	1.646	4^{+}	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c'
1.816	$3^{+}, 4^{+}, (5^{+})$	1.868	5^{+}	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c'
1.945	$4^{+}, (5^{+})$	1.954	4^{+}	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-3}$	c'
2.065	$4, (5)$	2.021	4^{+}	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c'
2.186	9^{-}	2.370	9^{-}	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}$	f'
2.255	$4^{+}, 5^{+}, 6^{+}$	2.105	6^{+}	$p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} f_{5/2}^{-2}$	c'
2.258	$4, 5, 6$	2.263	4^{+}	$f_{5/2}^{-4}$	g'
2.477	$4^{+}, 5^{+}, 6^{+}$	2.439	5^{+}	$p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}$	c'

但是也有些能級在理論上已經給出, 而在实验上还未发现. 2.267 Mev $(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{7^{-}}$ 及 2.311 Mev $(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1})_{5^{-}}$ 二能級, 可能由于能級能量太大而未被观察到.

此外有几条能級初步看来, 应当可以观测到, 但实验上未发现, 例如 1.278 Mev $(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{3^{+}}$ 及 0.793 Mev $(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{1^{+}}$. 它們应当可以由 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{4^{+}}$ 及其他 4^{+} 高激发态經 M1 或 E2 跃迁而得到, 但实验上没有发现, 这些問題尚待研究.

§ 4. 結 束 語

从这两个原子核的結果来看, 在計算滿壳层外有多个核子的原子核的能級中, 即使不考虑組态混合, 耦合理論已可以給出相当符合实验的結果.

同时也說明过去在計算 Pb^{205} 等时所給出的两体相互作用基本上是可以解释 Pb^{205} 及 Pb^{204} 的, 只要稍加一些調整就可以十分好地与实验符合.

参 考 文 献

- [1] 于敏, 张宗燾, 余友文, 物理学报, 15卷8期, 397.
- [2] 于敏, 物理学报, 15卷8期420.
- [3] 黄唯志, 梁春田, 周光文, 余友文, 张宗燾, 于敏, 本期物理学报, 第11頁.
- [4] 任庚未, 周光文, 余友文, 张宗燾, 于敏, 本期物理学报, 第25頁.
- [5] Condon and Shortley, 原子光譜理論, 第四章.
- [6] M. Schmorak 等, *Nucl. Phys.* **2** (1956/1957), 193; *Nucl. Phys.* **2** (1956/1957), 226.
- [7] R. Stockendal 等, *Arkiv Fysik* **14** (1958), 65.
- [8] 黄唯志, 喻传赞, 高琴, 张宗燾, 于敏, 本期物理学报, 第45頁.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЯДЕР ВБЛИЗИ ЯДРА

 $\text{Pb}^{208}(\text{I})$ — Pb^{205} , Pb^{204}

Юй Цуан-цзань Ху Тан-ши Чэн Сю-тянь Юй Ю-вэн

Чжан Чун-хуа Юй Минь

(Институт Атомных Энергий АН КНР)

Резюме

В настоящей статье, исходя из модели независимых частиц считая двухчастичное взаимодействие как действие возмущения и пренебрегая взаимосвязью между нуклонами свыше трёх, вычислили энергетические уровни ядер Pb^{205} и Pb^{204} . Результат довольно хорошо совпадал с экспериментом.