

关于 Pb^{298} 附近原子核的能谱(III)— Pb^{208} 和 Tl^{208} *

任庚未 周光文 余友文 張宗燧 于 敏
(中国科学院原子能研究所)

提 要

用分波法来研究 Pb^{208} 和 Tl^{208} 的能谱, 其理论结果与实验符合得很好. 在这儿, 我们将 Pb^{208} 的第一激发态 3^- 解释为三级表面振盪的 3^- 能级. 由此, Bi^{207} , Pb^{206} 里的几条能级便得到了解释.

一. 引 言

在前面一系列的文章^[1,2,3,4]中, 已经对壳模型的力学基础以及利用壳模型的观点如何进行对满壳层附近原子核的能谱的计算都进行了比较仔细的讨论, 并且也给出了一些计算结果. 这篇工作是上述工作的继续. 在文章的第二部分利用参考文献 [1] 及 [2] 中的观点及方法对 Pb^{208} 及 Tl^{208} 这两个原子核的能谱进行了理论上的计算, 再一次考验理论的正确性.

计算的结果指出; 对 Tl^{208} 而言, 理论与实验是符合得很好的. 而对 Pb^{208} 则发生了一个新的现象, 即在只考虑粒子激发的假设下, 即使将高次波的相互作用也考虑进去亦得不到 Pb^{208} 的第一激发态是 3^- . 在这儿, 我们认为这个能级是三级集体振盪激发的能级. 在文章的第三部分, 对 3^- 能级进行了专门的讨论, 从跃迁及 Bi^{207} 能谱多方面的考虑结果说明了将这条 3^- 能级解释为三级表面振盪的激发能级是比较合理的.

二. 用壳模型的方法对 Tl^{208} 和 Pb^{208} 的能谱的计算及结果

§ 2.1 计算方法

我们都知道, Pb^{208} 是一个双满壳层的原子核, Tl^{208} 是一个满壳层外有一个中子及一个质子空穴的原子核, 因此在计算 Pb^{208} 及 Tl^{208} 的能谱中, 主要是计算一个核子与一个空穴的相互作用. 我们把单个核子(或空穴)的能量用实验值代入, 然后将一对核子与空穴的相互作用作为微扰, 一般说来, 微扰的高次项是很小的, 因此只取一次微扰就是一个很好的近似^[2]. 如用 ΔE_{12} 代表一对核子与空穴的相互作用能, 则可将上述的讨论用下式表示:

$$\left. \begin{aligned} E(\text{Pb}_{\text{中子激发}}^{208}) &= E(\text{Pb}^{207}) + E(\text{Pb}^{209}) + \Delta E_{12}, \\ E(\text{Pb}_{\text{质子空穴}}^{208}) &= E(\text{Tl}^{207}) + E(\text{Bi}^{209}) + \Delta E_{12}, \\ E(\text{Tl}^{208}) &= E(\text{Tl}^{207}) + E(\text{Pb}^{209}) + \Delta E_{12}. \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

* 1959 年 11 月 17 日收到.

由此可以给出 Pb^{208} 与 Tl^{208} 的组态以及其相应的零级能量(见下表)。由于实验上对 Tl^{207} 的能级只测到了两条,因此对于 $\text{Pb}^{208}_{\text{原子核}}$ 及 Tl^{208} 的情况只能计算比较低的组态。

表 1 Pb^{208} 中子激发能谱的组态

组 态	宇 称	自 旋	零 级 能 量
$(p_{1/2})^{-1}(g_{9/2})$	—	4, 5	0
$(f_{5/2})^{-1}(g_{9/2})$	—	2, 3, 4, 5, 6, 7	0.569
$(p_{1/2})^{-1}(i_{11/2})$	—	5, 6	0.750
$(p_{3/2})^{-1}(g_{9/2})$	—	3, 4, 5, 6	0.900
$(f_{5/2})^{-1}(i_{11/2})$	—	3, 4, 5, 6, 7, 8	1.319
$(i_{7/2})^{-1}(d_{5/2})$	—	2, 3	1.560

表 2 Pb^{208} 质子激发能谱的组态

组 态	宇 称	自 旋	零 级 能 量
$(s_{1/2})^{-1}(h_{9/2})$	—	4, 5	0
$(d_{3/2})^{-1}(h_{9/2})$	—	3, 4, 5, 6	0.353

表 3 Tl^{208} 能 谱 的 组 态

组 态	宇 称	自 旋	零 级 能 量
$(s_{1/2})^{-1}(g_{9/2})$	+	4, 5	0
$(d_{3/2})^{-1}(g_{9/2})$	+	3, 4, 5, 6	0.353

关于 ΔE_{12} 的计算,我们是分作两步来进行的,首先是将一对核子与空穴看成一对核子,计算出一对核子的相互作用,这一部分的计算方法与文献[2]中的完全一样,在此不重复了。第二步是利用 S. P. Pandya^[3] 所给出的核子与空穴相互作用的公式来进行的。S. P. Pandya 所给出的公式为

$$E_I(j^{-1}j') = - \sum_{J_0} (2J_0 + 1) W(jj'j'j; JJ_0) E_{I_0}(jj'), \quad (2)$$

式中的 $E_{I_0}(jj')$ 为一个中子(或质子)处在 j 与一个处在 j' 的质子(或中子)间,当它们耦合为 J_0 时的相互作用能。 $W(jj'j'j; JJ_0)$ 为 Racah 系数, $E_I(j^{-1}j')$ 为在 i 壳层上有一个中子空穴(或质子空穴)与 j' 上的一个质子(或中子)耦合为 J 时的相互作用能。因此,当我们已经算出了 $E_{I_0}(jj')$ 以后,代入(2)中就可以求到空穴与粒子的相互作用能。S. P. Pandya 所给出的公式要求 j 与 j' 不是同一种粒子的。但是我们将它推广了,只要考虑粒子的全同性,并考虑了反对称化,则可以将上式推广到全同粒子上去,所得结果与(2)式在形式上完全一样。因此,(2)式不仅可以用于 Tl^{208} 的情形,并且也可以用于计算 Pb^{208} 的情形。

§ 2.2 结果

利用上述方法,通过计算,对 Tl^{208} 及 Pb^{208} 的能级分别得到以下的结果:

(i) 对于 Tl^{208}

我们只计算了 S 波相互作用能(包括 1S 和 3S),所用核力参数见[2],理论与实验是符合的(见图1)。在图1中,左起第一列是组态,第二列是理论结果,第三列是实验结果,由图可以看出,在误差范围之内,实验与理论十分符合。

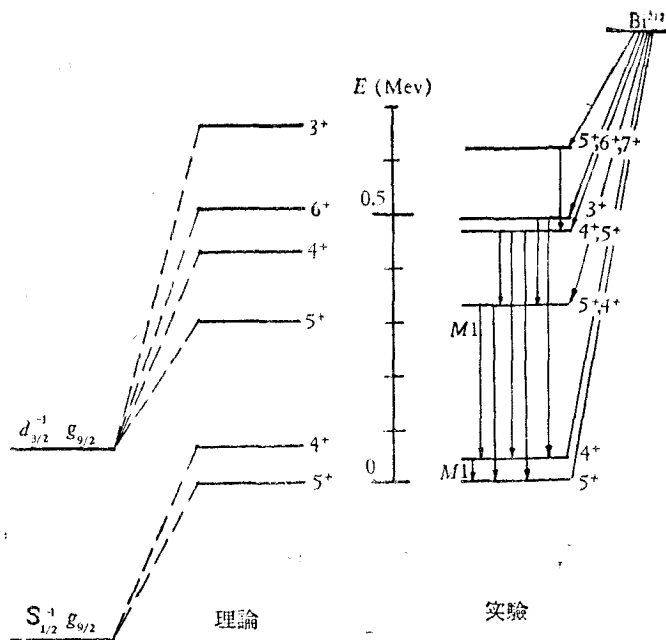


图1 Tl^{208} 的能谱

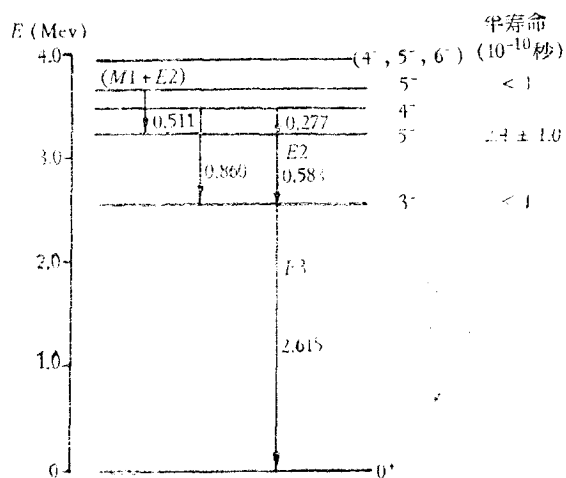


图2 Pb^{208} 的实验能谱

(ii) 对于 Pb^{208}

Pb^{208} 的实验能谱如图 2. 对 Pb^{208} 除了 S 波外, 我们还对高次波也进行了详细的计算, 计有: 单态 D 波, 三态 P 波, 由计算出来的能谱 (见图 3 与图 4) 看出, 与实验很不符合. 不论是中子激发还是质子激发, 都得不到 3^- 在最下面的结果. 这里需要指出: 虽然我们对高次波进行了计算, 但总的来说, 贡献并不大 (一般都在 0.1 Mev 以下), 主要还是 S 波的作用.

§ 2.3 一些初步分析

(i) Tl^{208}

由图 1 可以看出: 理论上计算出的能级位置及宇称与实验结果是十分符合的, 误差不过 10% . 但是必须指出: 在能级的自旋上, 较低的四条是符合的, 而较高的两条则似乎是反了一个次序. 这可能是实验者把自旋定错了. 由图 1 可见, 理论上所定出的自旋值, 与实验上观测到的 α, γ 跃迁并不矛盾. 因此, 我们认为理论上的结果基本是可靠的. 很希望实验上能够对这两条能级的自旋

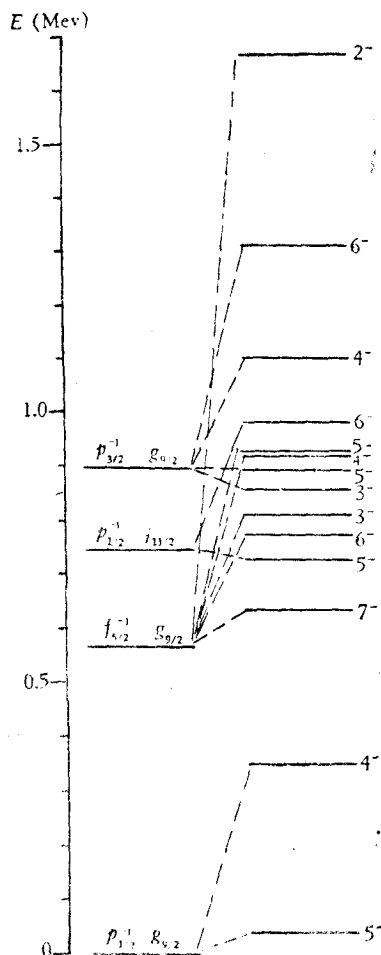


图 3 Pb^{208} 中子激发能谱

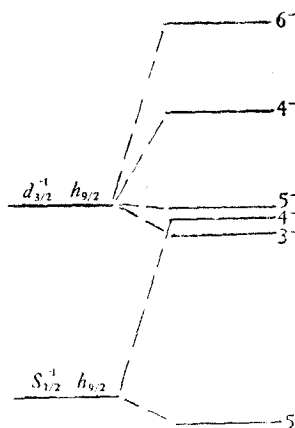


图 4 Pb^{208} 质子激发能谱

重新进行一次测量.

(ii) Pb^{208}

在上节中我们已经指出, Pb^{208} 的能谱在理论上即使考虑了高次波相互作用, 所得结果与实验仍然非常不符合, 不论是中子激发或是质子激发, 都得不到最低激发态为 3^- 的结果.

为了进一步对 Pb^{208} 的能级进行分析, 我们从结合能上进行了考虑. 由结合能可以得到: 质子的激发能为 4.3 Mev , 中子的激发能为 3.5 Mev , 也都与实验上观察到的第一激发态

的位置 2.615 Mev 不相符合。因此我们认为 3^- 能级不是粒子激发, 它上面的一些能级才是粒子激发。为了解释这些能级, 我们将中子与质子的结合能分别改为 3.16 Mev 和 3.76 Mev (这是实验误差许可的)。

从结合能分析得到了中子激发比质子激发要来得容易。因此, 在图 5 中, 我们认为第二激发态 5^- (3.198 Mev) 和第三激发态 4^- (3.475 Mev), 为中子激发得来的, 其组态为

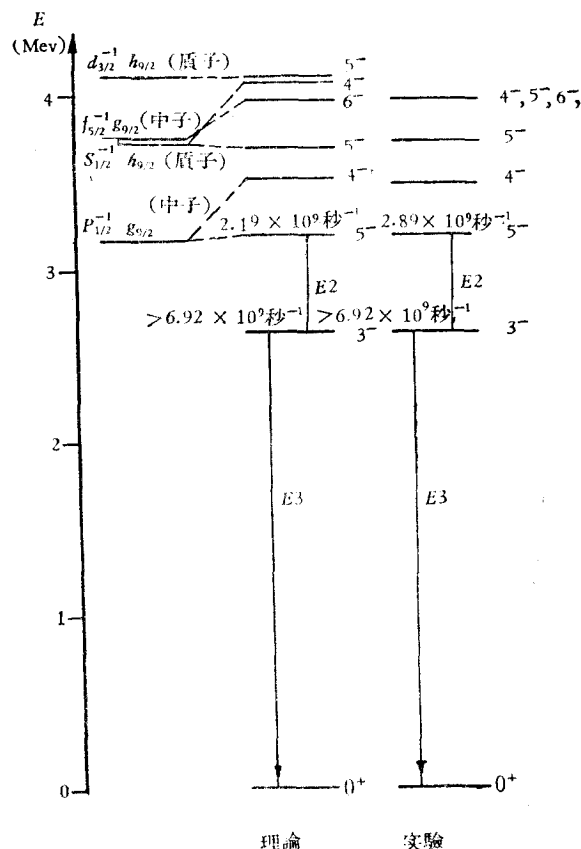


图5 Pb^{208} 的能谱

$p_{1/2}^{-1} g_{9/2}$; 第四激发态 5^- (3.709 Mev), 是质子激发得来的, 其组态为 $s_{1/2}^{-1} h_{9/2}$. 最高的能级 $4^-, 5^-, 6^-$ (3.961 Mev) 也可以找到与它对应的理论能级, 这样就给出了 3^- 以外能级的一个比较合理的解释。至于对这个特殊的 3^- 能级的讨论将在下一部分进行。

三. $\text{Pb}^{208} 3^-$ 能级的讨论

§ 3.1 对问题的考虑

我们认为 3^- 能级是由原子核的集体运动贡献的, 即是由原子核的三级表面振盪得来。这个态相当于所有的核子都处在基态 (126 个中子与 82 个质子都填满了满壳层) 而集体振盪贡献出一个自旋等 3 的声子。

为了证实关于 3^- 能级的假设以及关于更高的激发能级性质的假设, 我们选择了下面一些与其有关的电多极 γ 跃迁和能级进行了研究, 以判明上列的解释是否合理.

(i) Pb^{208} 的 $3^- \rightarrow 0^+$ 的 E_3 跃迁从 E_3 跃迁的研究可以定出三级表面振盪的硬度参数 C_3 , 看看这样定出来的参数是否合理, 并且将这参数用到 Pb^{208} 附近原子核的一些 E_2 , E_3 跃迁上去^[6], 看一看是否能够得到大致与实验相符的结果. 假如回答是肯定的, 这也是一个对 3^- 能级解释的证据.

(ii) Pb^{208} 的 $5^-(3.198 \text{ Mev}) \rightarrow 3^-$ 的 E_2 跃迁

这个 5^- 能级在实验上给出了它的半衰期, 从计算出来的理论值与实验值是否符合, 也是对 3^- 和 5^- 能级所作解释的一个检验.

(iii) 在 Pb^{206} 中有一条 $3^-(2.5255 \text{ Mev})$ Bi^{207} 中有 $3/2^+(2.0604 \text{ Mev})$ 和 $5/2^+$, $3/2^+$, $1/2^+$ (1.9024 Mev) 能级

以前我们在能谱研究中^[2,4], 曾发现它们都不能由壳模型的理论得到解释. Pb^{206} 中的这条 3^- 能级 (2.5255 Mev) 与 Pb^{208} 中的 3^- (2.6 Mev) 是很相似的. 我们认为它与 Pb^{208} 的 3^- 能级一样, 都是由核三级表面振盪引起的能级, 而 Bi^{207} 中的那两个能级, 则是由三级表面振盪的声子与粒子组态相耦合而成的能级. 我们将从理论中计算出这些能级, 看它是否与实验符合. 此外, 我们又计算了 Bi^{207} 的 $3/2^+(2.0604 \text{ Mev}) \rightarrow 9/2^-$ (基态) 的 E_3 跃迁与 $3/2^+(2.0604 \text{ Mev}) \rightarrow 5/2^+$ (1.9024 Mev) 的 E_2 跃迁的理论比值, 这些都是对这些能级的解释是否合理的验证.

下面我们就这些问题分别作仔细的讨论.

§ 3.2 一些初步探讨

(i) 跃迁几率公式: γ 跃迁几率公式为

$$\Gamma(L) = \frac{4\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(L), \quad (3)$$

其中 L , E_γ 分别为所辐射的光子的角动量和能量; $B(L)$ 为跃迁矩阵元的平方.

$$B(L) = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i} \sum_{M_f} \sum_{\mu} \left| \langle I_i M_i | m(L, \mu) | I_f M_f \rangle \right|^2, \quad (4)$$

其中 I_i , I_f 分别为初态和末态的角动量; M_i , M_f 分别为初态和末态的磁量子数; $m(L, \mu)$ 为跃迁算符, 对于电跃迁,

$$m_E(L, \mu) = \sum_i e_i r_i^L Y_{L\mu}(\theta_i, \varphi_i) + \frac{3}{4\pi} z e R_0^L \alpha_{L\mu}. \quad (5)$$

其中第一项是略去自旋及核反冲贡献后的粒子电跃迁算符; e_i 对质子等于 e , 对 neutron 等于零. 第二项为表面集体运动跃迁算符; z 为原子序数; R_0 为核的平均半径; $\alpha_{L\mu}$ 是表面集体运动坐标:

$$\alpha_{L\mu} = \sqrt{\frac{\hbar \omega_L}{2C_L}} (b_{L\mu} + (-1)^\mu b_{-L\mu}^*), \quad (6)$$

其中 ω_L , C_L 分别为 L 级表面振盪的频率和硬度参数; $b_{L\mu}$, $b_{L\mu}^*$ 分别为消灭算符和产生算符.

在弱耦合的情形, 我們可以用微扰近似, 这样, 在研究集体运动引起的跃迁时, 需要在初态或末态混合进来和它差一个声子的组态. 为了简便起见, 我們將混合系数吸收到算符中来, 这时跃迁算符可改为

$$m_E(L, \mu) = R_0^L \sum_i Y_{L\mu}(\theta_i, \varphi_i) \left\{ e_i \left(\frac{\bar{\gamma}_i}{R_0} \right)^L + \frac{3}{4\pi} \pi e \frac{K}{C_L} \frac{(\hbar\omega_L)^2}{(\hbar\omega_L)^2 - (E_i - E_f)^2} \right\}, \quad (7)$$

式中 K 为核子与表面振盪之間的耦合常数, 其值約为核内核子动能的两倍, 我們选它为 40 Mev. E_i 和 E_f 分别为初态和末态粒子态的能量.

跃迁矩陣元可以这样求得:

$$\begin{aligned} B(L) &= \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i} \sum_{M_f} \sum_{\mu} \left| C_{I_f M_f L \mu}^{I_i M_i} \frac{1}{\sqrt{2I_i + 1}} \langle I_i \| m_E(L) \| I_f \rangle \right|^2 = \\ &= \frac{1}{2I_i + 1} \left| \langle I_i \| m_E(L) \| I_f \rangle \right|^2 \end{aligned} \quad (8)$$

式中 $C_{I_f M_f L \mu}^{I_i M_i}$ 为克萊必西-戈登 (Clebsh-Gordon) 系数; $\langle I_i \| m_E(L) \| I_f \rangle$ 为萊卡 (Racah) 所定义的約化矩陣元^[8,9].

(ii) 从 Pb^{208} 的 E_3, E_2 γ 跃迁来分析 Pb^{208} 的 3^- 能級.

(a) 由 2.6 Mev 到基态的 E_3 跃迁:

以下我們采用一般所采用的原子核波函数的符号, 例如 $|f^n(J); NR; IM \rangle$; 其意为 n 个核子耦合成角动量 J 再与 N 个耦合成角动量 R 的声子合成总角动量为 I 的波函数.

在这一跃迁中, 初态波函数为

$$|00; 13; 3M_i \rangle,$$

末态波函数为

$$|00; 00; 00 \rangle.$$

应用公式 (3), 并将 $\hbar\omega_3 = 2.615 \text{ Mev}$ 代入, 就得出表 4 中的結果. 由于实验上只給出 E_3 跃迁大于 $6.92 \times 10^9 \text{ 秒}^{-1}$, 因而由跃迁与能級能量所得的参数 C_3, B_3 也无确定的值,

表 4 $\text{Pb}^{208} 3^- \rightarrow 0^+$ 的 E_3 跃迁值

$\Gamma_{\text{实}} (3) \text{ 秒}^{-1}$	$\Gamma_{\text{理}} (3) \text{ 秒}^{-1}$	C_3 (单位 Mev)	B_3 (单位 Mev 秒 ²)
$> 6.92 \times 10^9$	6.92×10^9	7100	4.5×10^{-10}
	1.38×10^{11}	350	0.23×10^{-10}

只能給出 C_3 小于 7100 Mev, B_3 小于 $4.5 \times 10^{-10} \text{ Mev 秒}^2$. 假如认为 Pb^{208} 中 $C_3 = 7100 \text{ Mev}$, 那么对 Pb^{208} 附近的另一些現象就很难得到解释. 从下面討論的一些問題中可以看出, 它們要求 $C_3 = 350 \text{ Mev}$, 即 $\Gamma_{\text{理}} = 1.38 \times 10^{11} \text{ 秒}^{-1}$. 这个值与实验并没有什么矛盾, 以下我們就采取这个值. 我們很希望在实验上能給出跃迁几率的准确值来.

(b) Pb^{208} 的 $5^-(3.198 \text{ Mev}) \rightarrow 3^-$ 的 E_2 跃迁:

如果不考虑组态混合这个 E_2 跃迁是禁戒的, 假如我們考虑到跃迁矩陣元不为零的最

低項为止,那么混合的組态是

初态波函数

$$|p_{1/2}^{-1} g_{9/2}(5); 00; 5M_i >$$

末态波函数

$$|00; 13; 3M_f > + \beta_1 |f_{5/2}^{-1} g_{9/2}(3); 00; 3M_f > + \beta_2 |p_{3/2}^{-1} g_{9/2}(3); 00; 3M_f > + \beta_3 |p_{1/2}^{-1} d_{5/2}(3); 00; 3M_f >$$

B 是由于中子与三級表面振盪相互作用混进来的,其相互作用形式为^[7]

$$H_{\text{int}} = - \sum_{\mu i} K_i \alpha_{L\mu} Y_{LM}(\theta_i, \varphi_i), \quad (9)$$

其中 i 是对滿壳层外核子求和.

所計算出的結果列在表 5 中,第一項为实验值,其中最大最小是实验的誤差范围.从表中可以看出,如果 C_2 选取 500 Mev 理論与实验值完全符合; C_2 选取 1000 Mev,則相差也不过四倍.理論和实验没有什么矛盾.

表 5 Pb^{208} E2 跃迁的实验值和理論值及所选取的参数

$\Gamma_{\text{实}} (2) (\text{sec}^{-1})$		$\Gamma_{\text{理}} (2) (\text{sec}^{-1})$	$C_2 (\text{Mev})$	$\hbar \omega_2 (\text{Mev})$
2.89×10^9	(最大) 4.94×10^9	2.19×10^9	500	5
	(最小) 2.04×10^9	0.55×10^9	1000	5

(iii) 从 Bi^{207} 的能級和 E3, E2 γ 跃迁来分析 Pb^{208} 的 3^- 能級.

(a) Bi^{207} 的能譜:

在文章[4]中用文章[2]的方法,对 Bi^{207} 的能譜进行了計算. 在这个計算中,滿壳层外的一个质子与两个中子空穴的能量选取实验值,再計算质子与中子空穴及中子空穴之間的相互作用. 这样計算所得的結果中,没有能够与实验上发现的 $3/2^+$ (2.0604 Mev), $5/2^+$, $3/2^+$, $1/2^+$ (1.9024 Mev) 相对应的能級.

那么我們对这两条能級必須在新的假說,即认为它們是表面振盪来的基础上重新考虑.

我們认为这些能級是 $h_{9/2}$ 上有一个质子, $p_{3/2}$ 上有两个中子空穴这样一个組态与一个角动量为 3 的声子相互作用而引起的. 总的能量可以划分为几个部分之和,一部分是 $h_{9/2}$ 上有一个质子与 $p_{3/2}$ 上有两个中子空穴,而壳层内其他的态都被核子填满这种情况下,它們之間的相互作用能量,这就是 Bi^{207} 基态的能量;在我們的計算里,基态能量选为零. 第二部分是一个角动量为 3 的声子与 $p_{3/2}$ 上有二个中子空穴,而壳层内其他的态都被核子填满的情况下,它們之間的相互作用能;因为我們认为在 Pb^{206} 中的那条 3^- 能級 (2.5255 Mev) 就是这样的能級,因此,这一部分的能量就是 2.5255 Mev. 第三部分是 $h_{9/2}$ 质子与声子的相互作用能,对这一部分,我們将其看作微扰来处理. 下面我們就是要計算出这一部分的能量 ΔE .

由于粒子与表面振盪相互作用能量[(9)式]的一級微扰項等于零,所以必須考虑二級

微扰。假如我们只考虑到同一壳层各能级对零级波函数的组态混合, 此时波函数为

$$\Psi = |h_{9/2}; 13; IM\rangle + \sum_R \frac{\langle i_{13/2}; 2R; IM | H_{\text{int}}(L=3) | h_{9/2}; 13; IM \rangle}{-\hbar\omega_3 - 1.4} | i_{13/2}; 2R; IM \rangle + \frac{\langle i_{13/2}; 00; (13/2)IM | H_{\text{int}}(L=3) | h_{9/2}; 13; IM \rangle}{\hbar\omega_3 - 1.4} | i_{13/2}; 00; \frac{13}{2}M \rangle. \quad (10)$$

式中第二项第三项是 3 级表面振盪与粒子相互作用混合进来的, $I = \frac{15}{2}, \frac{13}{2}, \frac{11}{2}, \frac{9}{2},$

$\frac{7}{2}, \frac{5}{2}, \frac{3}{2}; R = 0, 2, 4, 6.$

所得结果画在图 6 中: 从左起第一行是零级能量, 第二行是理论值¹⁾, 第三行为实验值。可以看出: 对 $(3/2)^+$, $(5/2)^+$ 两条能级, 实验与理论值符合得相当好(理论上 $(3/2)^+$ 是 2.143 Mev, $(5/2)^+$ 是 1.880 Mev)。

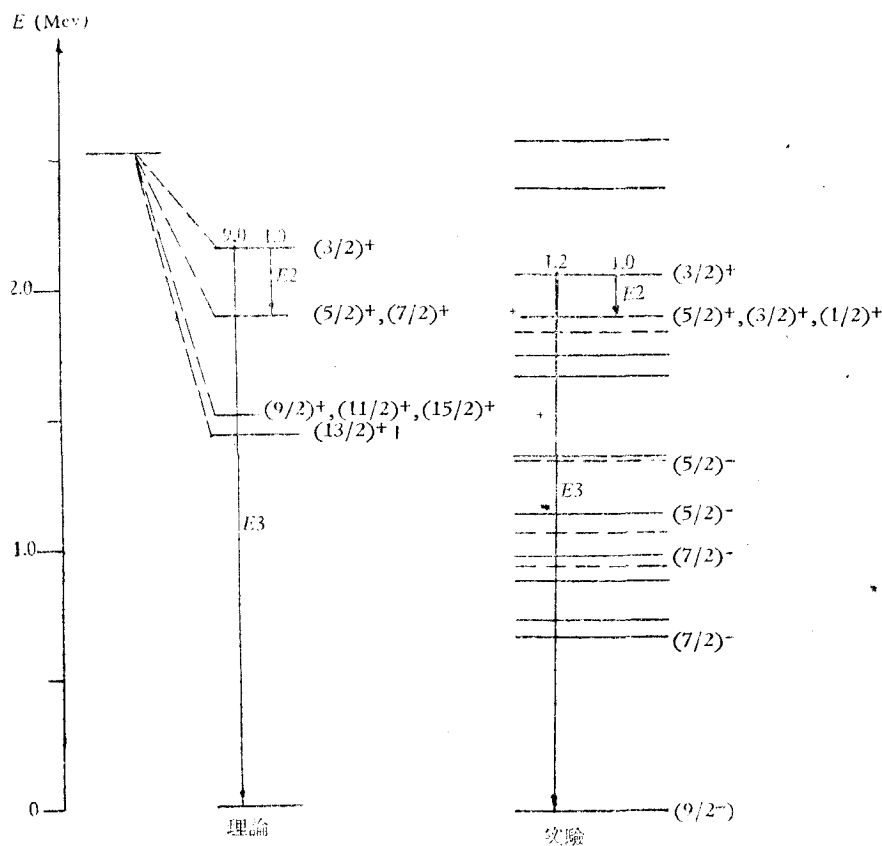


图 6 Bi^{207} 部分能谱及 γ 跃迁图

至于 $\frac{7}{2}^+, \frac{9}{2}^+, \frac{11}{2}^+, \frac{13}{2}^+, \frac{15}{2}^+$ 能级为什么未被观察到, 这是因为(1) Po^{207} 的 K 俘获不

1) 这里只划出与表面振盪有关的几条, 理论算出的全部能级在文章[4]中已经给出。

能衰变到这些能级 $(7/2)^-$ 除外。(2)从 γ 跃迁来看,由2.4056 Mev 很难发生到我们所算出的能级之间的跃迁,这是因为2.4056 Mev 的能级是 $(5/2)^+$,因此不易跃迁到自旋比 $(9/2)^+$ 更高的能级。从 $(3/2)^+$ 到下面能级之间的 γ 跃迁除到 $(7/2)^+$ 能发生 E_2 跃迁外,到其他能级间可能发生的 γ 跃迁是 M_3, E_4 以上的更高级的跃迁,所以同样不可能发生。一般 E_2 跃迁还是可以观察到的,加之我们算出 $(7/2)^+$ (1.880 Mev) 与实验上的1.847 Mev 能级很近,所以我们认为1.847 Mev 的能级也可能不是由 $(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1} h_{9/2})_{(7/2)^-}$ 而来,而是由表面振盪来的,自旋为 $(7/2)$ 、宇称为正的能级。

(b) Bi^{207} 的 E_3 和 E_2 γ 跃迁

为了进一步证明 $(3/2)^+$ 与 $(5/2)^+$ 两条能级的性质,我们计算 $(3/2)^+$ 到 $(5/2)^+$ 的 E_2 跃迁和 $(3/2)^+$ 到基态 $(9/2)^-$ 的 E_3 跃迁。 $(3/2)^+$ 与 $(5/2)^+$ 的波函数就是(10)式的形式,基态 $9/2^-$ 的波函数是

$$|h_{9/2}; 00; 9/2 M_f\rangle. \quad \text{质子激发}$$

所得的结果列在表6中。如果 C_2 选取500 Mev,则理论值比实验值大3.3倍,如果

表6 Bi^{207} 的 E_3, E_2 的实验值与理论值及计算中所选参数

$\Gamma_{\text{实}}(3)\text{秒}^{-1}$	$\Gamma_{\text{理}}(3)\text{秒}^{-1}$	$\Gamma_{\text{理}}(2)\text{秒}^{-1}$	$\Gamma_{\text{理}}(3)\text{秒}^{-1}$	$C_2(\text{Mev})$	$C_3(\text{Mev})$	$\hbar\omega_2(\text{Mev})$
$\Gamma_{\text{实}}(2)\text{秒}^{-1}$	$\Gamma_{\text{理}}(2)\text{秒}^{-1}$					
1.2	4	0.99×10^9	3.99×10^9	500	350	5
	9	0.44×10^9	3.99×10^9	1000		

C_2 选取1000 Mev,理论值比实验值大7.5倍,所以理论与实验是符合的,没有太显著的矛盾。这亦说明了对这些能级的解释是比较合理的。

§ 3.3 参数的选择

在计算中所用的参数有耦合常数 $K = 40$ Mev, 二级与三级表面振盪的硬度参数 C_2 (500 Mev $\rightarrow$ 1000 Mev), $C_3 = 350$ Mev¹⁾, 二级表面振盪的能量 $\hbar\omega_2 = 5$ Mev。在这两个原子核中, C_2 值选取500 Mev比1000 Mev要好些。 $K, C_3, \hbar\omega_2$ 三个参数在文章[6]中也用到了,并且得到了与实验符合的结果。

四. 结 束 语

我们首先用壳模型^[2]方法对 Tl^{208} 和 Pb^{208} 的能谱进行了计算,结果 Tl^{208} 的理论结果与实验符合得很好,而在 Pb^{208} 中得不出与实验上第一激发态 3^- 相符合的能级。经过分析,我们认为 3^- 很可能是三级表面振盪得来的,并通过 Pb^{208} 的 E_3, E_2 跃迁, Bi^{207} 的能级及跃

1) 在 Pb^{208} 附近的原子核中, $C_2 > C_3, \hbar\omega_2 > \hbar\omega_3$,所以 3^- 能级比集体振盪的 2^+ 能级在低能级处首先出现。

迁的计算给予证明, 结果在我们所选的参数下得出与实验符合的结果, 但由于我们选的参数较多, 实验上的跃迁数据不够, 因而我们目前还只能说这是对 3^- 能级的一个比较合理的解释。

以上三个工作, 计算组的同志进行了大量数值计算的工作。

参 考 文 献

- [1] 于敏、张宗燾、余友文, 关于原子核独立粒子结构的力学基础, 物理学报, **15** (1959), 第 397 页。
- [2] 于敏, 关于重原子核的壳结构理论, 物理学报, **15** (1959), 第 420 页。
- [3] 喻传赞、胡堂祝、陈晓天、余友文、张宗燾、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的能谱 (I)—— Pb^{208} , Pb^{204} , 本期物理学报, 第 1 页。
- [4] 黄唯志、梁春田、周光文、余友文、张宗燾、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的能谱 (II)—— Bi^{208} , Bi^{207} , 本期物理学报, 第 11 页。
- [5] Pandya, S. P., *Phys. Rev.* **103**, (1956), 956.
- [6] 梁春田、胡堂祝、陈晓天、余友文、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的 γ 跃迁 (I)—— $E2$ 和 $E3$ 跃迁, 本期物理学报, 第 36 页。
- [7] Bohr, A. and Mottelson, B. R., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **27**, No. 16 (1953).
- [8] Choudhury, D. C., *Dan. Mat. Fys. Medd.* **28**, No. 4 (1954), 7.
- [9] Racah, *Phys. Rev.* **62** (1942), 483.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ЯДЕР ВБЛИЗИ ЯДРА

Pb^{208} (III) — Pb^{208} , Tl^{208}

Жен Гэн-вэ Чжоу Гуан-вэн Юй Ю-вэн

Чжан Чун-хуа Юй Минь

(Институт Атомных Энергий АН КНР)

Резюме

При помощи метода разложения волн исследовали энергетический спектр Pb^{208} и Tl^{208} . Вычисленные результаты с экспериментами хорошо совпадали. Здесь мы считали первый возбужденный уровень 3^- , как поверхностную осцилляцию третьего порядка 3^- . Некоторые уровни Bi^{207} , Pb^{206} также были вычислены.