第 16 卷 第 1 期　　物 理 学 报　　Vol. 16, No. 1
1960 年 1 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　January, 1960

关于 Pb^{208} 附近原子核的 γ 跃迁 (I) ——$E2$ 和 $E3$ 跃迁*

梁春田　胡堂視　陈曉天　余友文　于　敏
(中国科学院原子能研究所)

提　　要

本文用組态混合及原子核表面振动計算了 Pb^{208} 附近原子核的一些 $E2$, $E3$ 跃迁. 在选用的参数为 $C_2 = 1000$ Mev, $C_3 = 350$ Mev, $\hbar\omega_3 = 2.6$ Mev, $\hbar\omega_2 = 5$ Mev 的情况下,除 Pb^{206} 中二个 $E3$ 跃迁外,其他都得到了理論与实驗相符合的結果. 結果說明了組态混合主要是由剩余相互作用力引起的,而表面振动硬度和頻率决定了 $E2$, $E3$ 跃迁几率.

§1. 引　　言

由壳模型力学基础的理論[1], 我們知道: 多粒子組态能級間的跃迁問題可以归之为单粒子从一个組态到另一个組态的跃迁問題; 还指出: 在計算单个粒子跃迁几率的时候, 我們应該用"物理核子"的波函数而不应該用"光禿禿核子"的壳模型波函数. 很需要在事实中检驗上述观点. 本文就是在这方面一系列工作的一个初步尝試. 在本文中,我們选用了組态混合的波函数,定量計算 Pb^{208} 附近原子核的一些 γ 跃迁的跃迁几率, 看一看它們与实驗符合的程度,从中也許会得到一些启示: 壳模型理論用到重原子核上究竟怎样, 这就是我們作这个工作的第一个目的.

不久以前,我們曾研究过 Pb^{208} 附近一些原子核的能譜[2, 3, 4], 理論与实驗比較, 从能量、自旋和宇称上都相当令人満意, 对于不少在理論上存在而实驗上沒有观察到的能級, 大部分已在那些文章中作了定性的解釋. 在这儿,我們对一些定性上难以解释和肯定的能級,从跃迁几率上作了定量的計算, 試图說明这些能級为什么沒有被观察到, 这就是我們工作的第二个目的.

我們工作的第三个目的是:要看一看核表面振动在 Pb^{208} 附近原子核所占的地位如何. 由于我們所考虑的一些跃迁差不多都是中子的 $E2$ 和 $E3$ 跃迁,我們知道对这些跃迁假若仅仅采用单粒子跃迁的观点是无法得到解释的,因之,必須考虑核表面振动所引起的集体跃迁. 工作的結果說明,这种效应在 Pb^{208} 附近的 $E2$ 和 $E3$ 跃迁中起着决定性作用. 同时,我們对于核表面硬度参数 C 也得到了一些知識.

总的說来,我們获得的結果是良好的,相互間亦沒有什么矛盾. 关于 $M1$ 跃迁由另一篇文章給出,本文仅限于对 $E2$ 和 $E3$ 跃迁的討論; 在 § 2 中,我們对跃迁几率的一般公式

* 1959 年 11 月 17 日收到.

作了一个简单的介紹，在§3中，对每一个跃迁討論了跃迁几率的計算的細节，并列举和分析了計算結果，最后一节是簡单的总結.

§2. 电跃迁几率的計算公式

根据 γ 跃迁的理論，我們知道，从初态 i 到末态 f 的 EL 跃迁几率[5]是

$$T_{I_i\to I_f}(EL) = \frac{8\pi(L+1)}{L(2L+1)!!^2}\cdot\frac{1}{\hbar}\cdot\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1}\cdot B(L), \tag{1}$$

$$B(L) = \frac{1}{2I_i+1}\sum_{M_i}\sum_{M_f}\sum_{\mu}\left|\langle I_iM_i|\mathfrak{M}_E(L\mu)|I_fM_f\rangle\right|^2$$

$$\equiv \frac{1}{2I_i+1}\sum_{M_i}\sum_{M_f}\sum_{\mu}|Q|^2 \tag{2}$$

$\mathfrak{M}_E(L\mu)$ 为极数是 L 的电跃迁算符：

$$\mathfrak{M}_E(L\mu) = R_0^L\sum_k Y_{L\mu}(\theta_k\varphi_k)\left\{e_k\left(\frac{\gamma_k}{R_0}\right)^L + \frac{3}{4\pi}ze\frac{K}{C_L}\cdot A(\alpha_{if}L)\right\}, \tag{3}$$

式中 I_i 和 I_f 分别为初态和末态的总角动量；M_i 和 M_f 分别为它們的 z 分量；E_γ 为从初态到末态的輻射能；$\hbar$ 为蒲朗克常数；c 为光速；R_0 和 z 分别为原子核的平均半径和所带的正电荷数，$(\gamma_k,\theta_k\varphi_k)$ 为第 k 个核子的坐标；Σ_k 表示对滿壳层外部的所有核子求和．对于质子：$e_k=e$；对于中子：$e_k=0$．K 是核子与原子核表面間的相互作用常数；C_L 为原子核 L 阶表面振动硬度参数；$|I_iM_i>$ 和 $|I_fM_f>$ 分别为考虑了組态混合以后的初态和末态的总波函数．根据微扰論，

$$|IM> = |\alpha_0 I,00;IM> + \sum_{\alpha_1\neq\alpha_0}B(\alpha_1)\cdot|\alpha_1 I,00;IM> +$$

$$+\sum_{\alpha_2 J\lambda}\beta(\alpha_2 J\lambda)\cdot|\alpha_2 J,1\lambda;IM> + \sum_{\alpha_1\neq\alpha_0}\gamma(\alpha_1)\cdot|\alpha_1 I,00;IM> + \cdots, \tag{4}$$

式中波函数 $|\alpha J,N\lambda;IM>$ 中的 α 表示除 J 以外粒子部分的其他的量子数；J 为粒子部分的角动量；N 为声子数；λ 为集体振动部分的总角动量；$\mathbf{I}=\mathbf{J}+\boldsymbol{\lambda}\cdot B$，$\beta$ 和 γ 为相应組态的混合系数．我們用 $\beta(\alpha_2 J\lambda)$ 表示由于粒子和表面一次相互作用而引起的組态混合系数：

$$\beta(\alpha_2 J\lambda) = \frac{<\alpha_2 J,1\lambda;IM|H_{\rm int}(\lambda)|\alpha_0 I,00;IM>}{-[\hbar\omega_\lambda-(E_{\alpha_0 I}-E_{\alpha_2 J})]}. \tag{5}$$

我們用 $\gamma(\alpha_1)$ 表示粒子与表面二次相互作用，即先产生一个角动量为 λ 的声子，然后又消灭这个声子而引起的組态混合系数：

$$\gamma(\alpha_1) = \sum_{\alpha_2 J}\frac{<\alpha_1 I,00;IM|H_{\rm int}(\lambda)|\alpha_2 J,1\lambda;IM>}{E_{\alpha_0 I}-E_{\alpha_1 I}}\times$$

$$\times\frac{<\alpha_2 J,1\lambda;IM|H_{\rm int}(\lambda)|\alpha_0 I,00;IM>}{-[\hbar\omega_\lambda-(E_{\alpha_0 I}-E_{\alpha_2 J})]}, \tag{6}$$

式中 $E_{\alpha J}$ 表示 $|\alpha J>$ 态的能量．$H_{\rm int}(\lambda)$ 代表核子和阶数为 λ 的核表面振动間的相互作用：

$$H_{\mathrm{int}}(\lambda) = -K\sum_{k\mu}\alpha_{\lambda\mu}Y_{\lambda\mu}(\theta_k\varphi_k), \tag{7}$$

其中 $\alpha_{\lambda\mu}$ 为角动量是 λ、分量是 μ 的核表面振动的集体坐标.

我們用 $B(\alpha_1)$ 表示由于粒子間的核力相互作用而引起的組态混合系数. 在相距比較远的二个組态混合情况下,(4)式中的

$$B(\alpha_1) = \frac{\langle\alpha_1 I, 00; IM|\sum\limits_{k<j}V_{kj}|\alpha_0 I, 00; IM\rangle}{E_{\alpha_0 I} - E_{\alpha_1 I}}. \tag{8}$$

但必須注意,在距离比較近的二組态混合下,B 不能再由(8)式决定,应由变分法求出.

应該強調的是:組态混合在我們的計算中占着重要地位,具体計算时,必須作全面的分析,务使沒有一个組态被遺漏. 在§3中,对于要算的每一个跃迁,可能混合进去的主要組态,我們都将一一給出.

由(4)式算出 $|I_iM_i\rangle$ 和 $|I_fM_f\rangle$ 之后,代入(2)式,矩陣元 Q 就可展为許多子矩陣元之和. (3)式 $\mathfrak{M}_E(L\mu)$ 中的第一部分是質子对跃迁几率所生的貢献,第二部分是核表面振动对跃迁几率的貢献; $A_{(\alpha ifL)}$ 是一个无量綱的数, 对于不同的子矩陣元,它的表达式可能不同, 例如对子矩陣元 $\langle\alpha_{0i}I_i, 00; I_iM_i|\frac{3}{4\pi}ze\frac{K}{C_L}\cdot A_{(\alpha_i fL)}\sum_k Y_{L\mu}(\theta_k\varphi_k)|\alpha_{0f}I_f, 00; I_fM_f\rangle$,

$$A_{(\alpha_i fL)} = \frac{(\hbar\omega_L)^2}{(\hbar\omega_L)^2 - (E_{\alpha_{0f}} - E_{\alpha_{0i}})^2}; \tag{9}$$

对子矩陣元 $B(\alpha_{1f})\cdot\langle\alpha_{0i}I_i, 00; I_iM_i\left|\frac{3}{4\pi}ze\frac{K}{C_L}\cdot A_{(\alpha_i fL)}\cdot\sum_k Y_{L\mu}(\theta_k\varphi_k)\right|\alpha_{1f}I_f, 00; I_fM_f\rangle$,

$$A_{(\alpha_i fL)} = \frac{\hbar\omega_L}{2}\left(\frac{1}{\hbar\omega_L - (E_{\alpha_{0f}} - E_{\alpha_{0i}})} + \frac{1}{\hbar\omega_L - (E_{\alpha_{0i}} - E_{\alpha_{1f}})}\right). \tag{10}$$

对初态的由粒子間相互作用引起的組态混合时,有类似的公式,只要把上式中的附碼适当地变一下就可以了. 其余子矩陣元的 $A_{(\alpha_i fL)}$, 由于計算关系不大,不贅述了.

$B(L)$ 采取 (2) 式的形式, 其方便之处在于集体跃迁算符被一个仅与球諧函数 $Y_{L\mu}(\theta_k\varphi_k)$有关而与声子算符无关的算符所代替. 关于(2)式和混合系数 β、γ 等的計算,引用 Racah[7] 約化矩陣元的方法,可以很簡单地計算出来. 在計算中,对径向部分积分,我們是用无限大核的貝塞尔解来处理的.

在計算中,我們发現,并不是所有的子矩陣元都作同数量級的貢献. 一般只要計算由核子間相互作用引起的組态混合[即(4)式中 B 項]就可以了. 由表面振动引起的組态混合系数(β^2 或 γ)一般很小,可以忽略不計.

§3. 結果與分析

我們总共計算了六个电跃迁几率: 三个电八极跃迁几率与三个电四极跃迁几率. 它們分属于三个原子核: Bi^{208}, Pb^{206} 和 Pb^{205}. 現在把它們的計算特点和結果分别叙述如下.

3.1　Bi^{208} 的一个电八极跃迁几率

在实驗給出的 Bi^{208} 的能譜中，有一条能量为 1.430 Mev 的能級，其半寿期为 2.3×10^{-3} 秒[如图 1 (a)所示]，經过連續两个跃迁而到达基态．Лжe Лепов 認为它的中間能級或为 0.500 Mev，或为 0.930 Mev．在前一个工作[3]中，計算了 Bi^{208} 的能譜．我們把理論能級 1.470 Mev [組态为 $(h_{9/2}i_{13/2}^{-1};\ 10^{-})$ 如图 1 (b)所示]解释为实驗能級 1.430 Mev，而把理論能級 0.83 Mev $(h_{9/2}f_{5/2}^{-1};\ 7^{+})$ 解释为实驗上沒有十分肯定的能級1) 0.930 Mev.

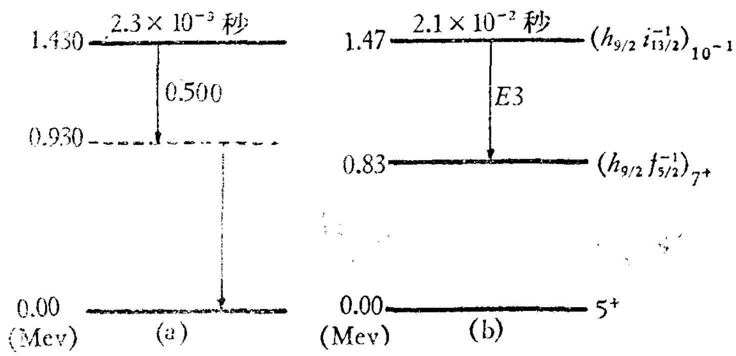

图 1　Bi^{208} 能譜的一部分(a)实驗值；(b)理論值

显然，从 1.470 Mev 到 0.830 Mev 的跃迁是电八极跃迁．跃迁几率的理論計算結果是否与实驗值符合，对于上述解释之能否成立，是会起重大鑑定作用的．

我們把可能混合进去的組态列于表 1 中．

表 1　$Bi^{208}\,\underset{10^{-}\rightarrow 7^{+}}{\overset{(E3)}{}}$ 的初态和末态波函数

	$\psi_i\ (10^{-},\ M_i)$	$\psi_f\ (7^{+}\ M_f)$
1	$\lvert h_{9/2}i_{13/2}^{-1},\ 00;\ 10\,M_i>$	$\lvert h_{9/2}f_{5/2}^{-1},\ 00;\ 7M_f>$
2		$B_1\lvert h_{9/2}h_{9/2}^{-1},\ 00;\ 7M_f>$
3		$B_2\lvert h_{9/2}f_{7/2}^{-1},\ 00;\ 7M_f>$
4		$B_3\lvert i_{13/2}\,i_{13/2}^{-1},\ 00;\ 7M_f>$
5	$\beta_{I_i}\lvert h_{9/2}i_{13/2}^{-1}(I),\ 12;\ 10M_i>$	$\beta_{I_f}\lvert h_{9/2}h_{9/2}^{-1},(I'),\ 12;\ 7M_f>$
6		$\gamma\lvert h_{9/2}h_{9/2}^{-1}\ ,\ 00;\ 7M_f>$

表中第 1 行分别是初态、末态的零級波函数．第 2、3、4 行是由于核子間的相互作用 v_{ki} 而混合进去的組态．第 5 行是由于表面相互作用而混合进去的組态2)．最后一行是零級波函数經过二次表面相互作用而混合进去的．B, β 和 γ 为相应組态的混合系数．由(2)、(3)等式算出：

1) 在 10^{-} 以下，沒有其他与 10 接近的能級存在，因为組态 $h_{9/2}\,i_{13/2}^{-1}$ 的最低能級是 10^{-}．

2) 在由表面振动引起的組态混合中，我們考虑了二阶和三阶表面振动的作用．

$$T^{(Bi^{208}E_3)}_{10^-\to 7^+} = 1.74 \times 10^2 \times E_\gamma^7 \cdot A^2 \cdot B(L) = 300 \text{ 秒}^{-1},$$

从而求出能級 1.47 Mev 的半寿期：

$$\tau_{1/2} = \frac{\ln 2}{T(1+\alpha)} = 2 \times 10^{-3} \text{ 秒},$$

这和实驗值 2.1×10^{-3} 秒符合得很好．这里有必要交代一下，計算中的参数是如何选择的：原子核平均半径 $R_0 = 1.25 \times 10^{-13} A^{1/3}$ 厘米，为了計算簡单起見，将核子間的相互作用选作 $\delta(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ 力，$v_t = 1.5 v_s$，$v_s = -12\pi$，v_t, v_s 分别为三态、单态之位阱深度．这样选择的 v_t 和 v_s，可以大致上給出正确的能譜．核子和核表面的相互作用参数 $K = 40$ Mev（以下同）．Bi^{208} 三阶硬度参数选用与 Pb^{208} 中所决定的一样的参数，即 $C_3 = 350$ Mev，$\hbar\omega_3 = 2.6$ Mev．

值得提出的一点是：由微扰論所計算出来的混合系数 $B_1 = 0.37$，$B_2 = 0.037$，$B_3 = -0.025$，$\beta_{I_i}(10)$，$\beta_{I_f}(7) < 1/10$．B_1 最大，这就使能量为 0.83 Mev 的能級向下排开一些，約排开 0.1 Mev 左右．跃迁几率的理論值与实驗值之間有这样好的符合，說明我們对能譜的解释是比較可靠的．

3.2 Pb^{206} 的两个电八极跃迁和一个电四极跃迁

（a）Pb^{206} 的两个电八极跃迁

在 Pb^{206} 的能級图中，在实驗上已經測量到了从能量为 2.2003 Mev 的 7^- 能級到能量为 1.998 Mev 的 4^+，以及另一条能量为 1.6838 Mev 的 4^+ 能級的 E_3 跃迁（图 2），它們的电八极跃迁几率分别为 $T_1 = 4.53$ 秒$^{-1}$ 和 $T_2 = 5.15 \times 10^{+3}$ 秒$^{-1}$．根据我們以前的工作，它們的組态分别是 $(P^{-1}_{1/2} i^{-1}_{13/2})_{7^-}$，$(f^{-1}_{5/2} f^{-1}_{5/2})_{4^+}$ 和 $(f^{-1}_{5/2} P^{-1}_{3/2})_{4^+}$．我們的目的就是要計算一下这二个跃迁的絕对几率是否与此实驗值相符．可能混合进去的組态列于表 2．

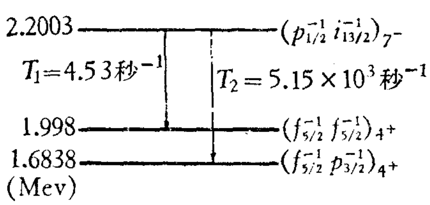

图 2 Pb^{206} 的两个 $E3$ 跃迁

跃迁几率的計算結果如下：

$$T_{1\,7^-\to 4^+}^{(Pb^{206}E_3)} = 0.11 \text{ 秒}^{-1},$$

$$T_{2\,7^-\to 4^+}^{(Pb^{206}E_3)} = 206 \text{ 秒}^{-1}.$$

与实驗值相比，分别有 20 倍与 40 倍之差，这是一个符合得不好的例子．但在理論跃迁几率的相对比值上与实驗值还比較接近．这一問題的原因目前还不清楚．

这里附带指出，在表 2 中的各种組态中，只有 $(p^{-1}_{1/2} i^{-1}_{13/2})_{7^-}$ 至 $B'_4(p^{-1}_{1/2} f^{-1}_{5/2})_{4^+}$ 和 $B'_5(p^{-1}_{1/2} h^{-1}_{9/2})_{4^+}$ 两个跃迁占主要地位，其他組态則小到完全可以不計．在計算中，我們把 $(f^{-1}_{5/2} f^{-1}_{5/2})_{4^+}$ 与 $(f^{-1}_{5/2} p^{-1}_{3/2})_{4^+}$ 进行了組态混合，則末态的零級波函数为

$$a(f^{-1}_{5/2} f^{-1}_{5/2})_{4^+} + b(f^{-1}_{5/2} p^{-1}_{3/2})_{4^+},$$

其中 a, b 为由变分法定出的混合系数．

对于 T_1：$a_1 = 0.88$，$b_1 = -0.475$，$B'_{41} = 0.028$，$B'_{51} = -0.032$；

对于 T_2：$a_2 = 0.475$，$b_2 = 0.88$，$B'_{42} = -0.041$，$B'_{52} = 0.028$．

（b）Pb^{206} 的电四极跃迁

在实驗給出的 Pb^{206} 能譜中，有一条能級：0.803 Mev，2^+（图 3）．在以前的工作[2]

表 2　$Pb^{206}\ {}^{(E3)}_{7^- \to 4^+}$ 的初态和末态波函数

$\psi_i(7^-, M_i)$	$\psi_f(4^+, M_f)$
$\mid p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 7M_i>$	$a\mid (f_{5/2}^{-2})_{4^+}, 00; 4M_f> + b\mid (f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{4^+}, 00; 4M_f>$
$B_1\mid p_{3/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 7M_i>$	$B_1'\mid i_{13/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
$B_2\mid f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 7M_i>$	$B_2'\mid f_{7/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
$B_3\mid f_{7/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 7M_i>$	$B_3'\mid h_{9/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
$B_4\mid h_{9/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}, 00; 7M_i>$	$B_4'\mid p_{1/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_5'\mid p_{1/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_6'\mid p_{3/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_7'\mid p_{3/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_8'\mid f_{5/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_9'\mid f_{5/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
	$B_{10}'\mid f_{7/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}, 00; 4M_f>$
$\beta_1\mid p_{1/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}(J), 12; 7M_i>$	$\beta_1'\mid p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
$\beta_2\mid p_{3/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}(J), 12; 7M_i>$	$\beta_2'\mid f_{5/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
$\beta_3\mid f_{5/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}(J), 12; 7M_i>$	$\beta_3'\mid f_{5/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
$\beta_4\mid h_{9/2}^{-1} i_{13/2}^{-1}(J), 12; 7M_i>$	$\beta_4'\mid p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
$\beta_5\mid p_{1/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}(J), 13; 7M_i>$	$\beta_5'\mid p_{3/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
$\beta_6\mid p_{1/3}^{-1} h_{9/2}^{-1}(J), 13; 7M_i>$	$\beta_6'\mid p_{3/2}^{-1} f_{7/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
	$\beta_7'\mid p_{3/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}(J'), 12; 4M_f>$
⋮	$\gamma'\mid p_{1/2}^{-1} h_{9/2}^{-1}(J'), 00; 4M_f>$
	⋮

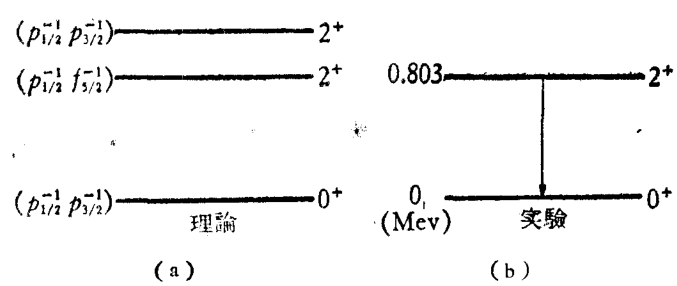

图 3　Pb^{206} 能譜的一部分(a)理論值；(b)实驗值

中，理論有二条与它相近的能級 $(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{2^+}$ 和 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{2^+}$. 我們是把这条实驗能級用 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{2^+}$ 这一条来解释的. 事实上，从理論能級图中可以看到，这二条 2^+ 能級靠得很近，所以波函数应該是这二个能級的組态混合的波函数. 我們用变分方法来处理这二个态的組态混合，所得到的二組解分别是

$$\Psi_1 = 0.86|p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1};\ 00;\ 2^+ > + 0.51|p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1};\ 00;\ 2^+ >,$$

$$\Psi_2 = -0.51|p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1};\ 00;\ 2^+ > + 0.86|p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1};\ 00;\ 2^+ >.$$

經过組态混合后，Ψ_1 和 Ψ_2 排开很小，約 0.05 Mev. 很幸运，实驗給出了从 0.803(2^+) 到基态的跃迁几率. 这就使我們有可能从跃迁几率来判别到底实驗上发現的是哪条能級.

考虑了組态混合，計算中所用到的初态、末态波函数如表 3 所示.

表 3 $Pb^{206}\ {}^{(E2)}_{2^+\to 0^+}$ 的初态和末态波函数

$\psi_i(2^+, M_i)$	$\psi_f(0^+, M_f)$
$a\|(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1}), 2^+, 00; 2M_i> + b\|(p_{1/2}^{-1} p_{3/2}^{-1}), 2^+, 00; 2M_i>$	$\|p_{1/2}^{-1} p_{1/2}^{-1}, 00; 0>$

假定我們認为实驗能級 0.803 Mev (2^+) 是Ψ_1的話，再假設 $C_2 = 1000$ Mev，則算出来的跃迁几率为

$$T_{2^+\to 0^+}^{(Pb^{206}E_2)} = 8.1 \times 10^{10}\ 秒^{-1},$$

这个結果与实驗符合得很好.

假設我們認为实驗能級 0.803 Mev (2^+) 是 Ψ_2，那末为了要得到与理論符合的結果，必然要假定 $C_2 \sim 200$ Mev. 从 Pb^{208} 及其他一些原子核中的 $E2$, $E3$ 跃迁几率所定出的参数 C 来看，$C_2 \sim 200$ Mev 太小了. 选 $C_2 = 1000$ Mev 是較合理的，与其他的核中 $E2$ 跃迁所定出的 C_2 也接近. 因此，实驗上所发現的能級可能是 Ψ_1. 至于 Ψ_2 那条能級为什么会沒有被观察到呢？我們計算了一下，2^+ 上面的那条 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{3^+}$ 到 Ψ_1 和 Ψ_2 的 $M1$ 跃迁的比値：

$$\frac{(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{3^+} \to \Psi_1 \text{ 的 } M1 \text{ 跃迁}}{(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1})_{3^+} \to \Psi_2 \text{ 的 } M1 \text{ 跃迁}} = 15.$$

这大概就是为什么沒有观察到 Ψ_2 的那条 2^+ 能級的原因.

3.3 Pb^{205} 的两个电四极跃迁

(a) 在理論上[2, 8] 給出的 Pb^{205} 的能譜中（图 4），有一条能量为 0.03 Mev 組态为 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{(1/2)^-}$ 的能級，实驗上未观察到；由 Pb^{205} 的能級图中可以看到，看来要发現这条能級最可能的是来自能量为 0.975 Mev、組态为 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-1} p_{3/2}^{-1})_{(5/2)^-}$ 的能級的跃进. 在这里，我們計算了由 $(5/2)^- \to (1/2)^-$ 的 $E2$ 跃迁. 計算的結果是

$$T_{(5/2)^-\to(1/2)^-}^{(Pb^{205}E2)} = 2.63 \times 10^{10}\ 秒^{-1}.$$

与这个$(5/2)^-$ 到基态 $(5/2)^-$ 的 $M1$ 跃迁几率 2.7×10^{12} 秒$^{-1}$ 相比要小得多，所以这条能級在实驗上难以观察到.

(b) 在 Pb^{205} 的能譜分析中[2]，在理論上有一条能量为 0.811 Mev、組态为 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{(3/2)^-}$ 的能級未被观察到. 从能級图中可以看到，要发現这条能級最可能的是通过能量为 1.732 Mev 的 $(f_{5/2}^{-2} p_{3/2}^{-1})_{(7/2)^-}$ 能級及能量为 1.912 Mev 的 $(p_{1/2}^{-2} f_{5/2}^{-1})_{(7/2)^-}$ 能級到这条能級的 $E2$ 跃迁. 但是从它們到能級 0.811 Mev $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{(3/2)^-}$ 的 $E2$ 跃迁，实驗上未观察到. 我們必須定量地估計一下，以作进一步解释. 这二条能級还是靠得很近，我們用变分法考虑了它們之間

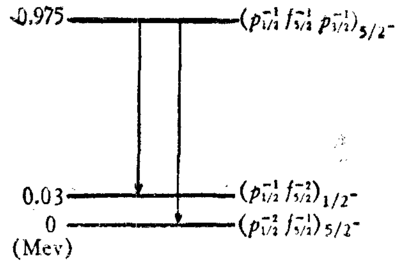

图 4

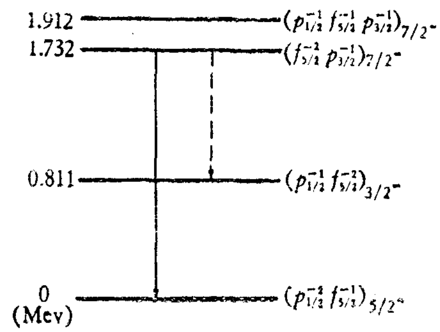

图 5

的組态混合．組态混合的結果是

$$\Psi_1 = 0.99\,\psi\left(f_{5/2}^{-2}\, p_{3/2}^{-1};\ \frac{7}{2}M\right) + 0.12\psi\left(p_{1/2}^{-1}\, f_{5/2}^{-1}\, p_{3/2}^{-1};\ \frac{7}{2}M\right),$$

$$\Psi_2 = 0.345\,\psi\left(f_{5/2}^{-2}\, p_{3/2}^{-1};\ \frac{7}{2}M\right) + 0.933\psi\left(p_{1/2}^{-1}\, f_{5/2}^{-1}\, p_{3/2}^{-1};\ \frac{7}{2}M\right).$$

我們計算了 Ψ_1 到 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{3/2^-}$ 的跃迁．計算的結果如下：

$$T_{7/2^- \to 3/2^-}^{(\mathrm{Pb}^{205}E2)} = 3.9 \times 10^{10}\ 秒^{-1}.$$

与这个 $(7/2)^-$ 到基态 $(5/2)^-$ 的 $M1$ 跃迁几率相比要小約 100 倍，Ψ_2 到 $(p_{1/2}^{-1} f_{5/2}^{-2})_{(3/2)^-}$ 的跃迁几率大致也差不多．这就解释了实驗上难以观察到 $(3/2)^-$ 这条能級的原因．

§4. 小　　結

在我們的工作中，除 Pb^{206} 中的二个 $E3$ 跃迁以外，大致都得到与实驗相符的結果，但是由于可調节的参数多，尤其是 C_2, C_3, $\hbar\omega_2$, $\hbar\omega_3$，在重核区域里，不論在实驗上或理論上知道得都不多．因而想要得出肯定的結論是困难的．不过在此工作中可以看到：(1) 在計算跃迁几率的时候，組态混合必須考虑，否則便不能与实驗相符．(2)对中子电跃迁来說，在双滿壳层 Pb^{208} 附近的原子核，表面振动对跃迁起了重要作用．(3)在我們的計算中看出，由核力引起的組态混合中，其混合系数比粒子——表面振动相互作用引起組态混合的二次微扰系数(即 γ)要大很多．(4)在 Pb^{208} 附近这几个原子核里(包括文献[4]中对 Pb^{208} 和 Bi^{207} 的一些討論)可以看到，我們采用了同一个 C_2 值和同一个 C_3 值($C_2 = 1000$ Mev, $C_3 = 350$ Mev)，并且得到了大致与实驗符合的結果，并沒有什么显著的矛盾．从这些所选用的 C 值可以看出，对于 Pb^{208} 附近的原子核，C 值变化不大．又 C_2 比 C_3 大很多，說明了在 Pb^{208} 附近的核，其三阶表面振动比二阶表面振动的激发要来得容易．这样一个結論是支持 Lane[9] 的說法的．并且 C_2, C_3 的数値与 Lane 所說的数値也大致差不多．

計算組的同志完成了本文的大量計算工作．

参 考 文 献

[1] 于敏、张宗烨、余友文、物理学报, **15** (1959), 397.
[2] 喻传贊、胡堂觀、陈晓天、余友文、张宗烨、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的能譜(I)——Pb^{205}, Pb^{204}, 本期物理学报, 第1頁.
[3] 黄唯志、梁春田、周光文、余友文、张宗烨、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的能譜(II)——Bi^{208}, Bi^{207}, 本期物理学报, 第11頁.
[4] 任庚未、周光文、余友文、张宗烨、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的能譜(III)——Pb^{208}, Tl^{208}, 本期物理学报, 第25頁.
[5] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Dan. Mat. Fys. Medd.* **27**, No. 16 (1953).
[6] A. Bohr, *Dan. Mat. Fys. Med.* **26**, No. 14 (1952).
[7] G. Racah, *Phy. Rev.* **62** (1942), 438; *Phy. Rev.* **63** (1943), 367.
[8] 黄唯志、喻传贊、高琴、张宗烨、于敏, 关于 Pb^{208} 附近原子核的 γ 跃迁(II)——*M*1 跃迁, 本期物理学报, 第45頁。
[9] Lane, Comptes Rendus du Congre's International de physique nucleaire (1958).

γ ПЕРЕХОД ЯДЕР ВБЛИЗИ Pb^{208} (I) —$E2$ и $E3$

Лин Чун-тянь Ху Тан-ши Чэн Сяо-тянь Юй Ю-вэн Юй Минь

(*Институт Атомных Энергий АН КНР*)

Резюме

При помощи метода конфигурации и ядерной поверхностной осцилляции вычислили некоторую вероятность перехода При таком выборе параметров $C_2 \sim 1000$ Mev, $C_3 = 350$ Mev, $\hbar\omega_3 = 2.6$ Mev, $\hbar\omega_2 = 5$ Mev, Результат с эксперементом хорошо сопадает за искдючение двух переходов $E3$ Pb^{206}. Поэтому можно сказать конфигурация главным образом вызвана остаточным взаимодействием. А конфигурация жесткость и частота определяют вероятность перехода $E2$ и $E3$.