

铅(208)集体 3^- 态电四极矩、电八极跃迁和跃迁密度的研究——生成坐标方法的应用

方宝 傅德基 夏克定

(上海原子核研究所)

徐躬耦

(兰州大学)

摘 要

用生成坐标方法(GCM)^[1]考虑集体 3^- 态与非集体粒子空穴对 $(ph)_{i+}$ 耦合模型计算了铅(208) 3^- 集体态的电四极矩 $Q_{[3^-]}$ 、电八极约化跃迁几率 $B(E3)$ 和跃迁密度 ρ_{3^-} 随核的径向距离 r 的变化曲线。结果是： $Q_{[3^-]} = -0.098\text{eb}^{[2]}$ ， $B(E3) = 38\text{w.u.}^{[2]}$ 。计算中没有像通常那样假设一个有效核子电荷而是在GCM框架下考虑核心激发进行微观计算，其结果与实验符合，说明GCM能够对核元激发的耦合作微观研究。

一、引 言

^{208}Pb 集体 3^- 态的电四极矩的实验测量是比较困难的。1969年^[2]的测量结果是： $Q_{[3^-]} = -1.3 \pm 0.6\text{eb}$ 。但理论计算^[3]的结果是： $-0.09 \sim -0.20\text{eb}$ ，与实验相差一个数量级，一时引起人们的极大注意。1977年，澳大利亚A. M. R. Joye^[4]等人用库仑激发中的重取向效应又进行了仔细测量，结果是 $Q_{[3^-]} = -0.42 \pm 0.32\text{eb}$ 。大大缩小了与理论的矛盾。但只能说，在误差范围内相符。为了能够作出明确结论，除需要进行更精确的实验测量以外，亦需要进行更精确的理论计算。

生成坐标方法是研究原子核集体运动的行之有效的微观描述方法。本工作用它对集体 3^- 态的电四极矩及基态至集体 3^- 态的电八极跃迁几率等进行了研究。

二、理论考虑

由于原子核的集体运动与单粒子运动的耦合，使 ^{208}Pb 的八极振动态中增加了新成

本文1982年12月15日收到。

1) e——电荷，b——巴， 10^{-24} 厘米²。

2) w. u.——Weisskopf unit.

份. GCM 中可认为 ^{208}Pb 集体 3^- 态由下述三种成份组成:

- 1) $[(\hbar\omega)_{3^-}]_{3\mu}$;
- 2) $[(\hbar\omega)_{3^-}, (ph)_{l^+}]_{3\mu}$;
- 3) $[(ph)_{3^-}]_{3\mu}$.

其中, 1) 是八极振动态, 2) 是八极振动态与偶宇称角动量为 l 的非集体粒子空穴对耦合而成的 3^- 态, 3) 是奇宇称非集体粒子空穴对. $(ph)_{3^-}$ 和 $(ph)_{l^+}$ 是 TDA (Tamm-Dancoff approximation) 的解.

在由集体运动与单粒子运动的耦合而混杂进来的状态中, 以 $l = 2$ 的部分最为重要. 它表示通常的八极声子与发生了四极形变的核实相耦合而成的 3^- 态. 由于核实发生了四极形变, 电四极矩值显然会增大. 非集体的 $(ph)_{2^+}$ 态中包括主量子数差 $\Delta N = 0, 2$ 两种成份. 而混杂进来的另外一些状态 $[(\hbar\omega)_{3^-}, (ph)_{l^+}]_{3\mu(l \neq 2)}$ 都比较次要. 故本工作中不予考虑.

对跃迁几率 $B(E3)$, 我们考虑了 TDA 解中的非集体粒子空穴对 $(ph)_{3^-}$ 对 3^- 集体态和基态的影响所引起的修正. 这就要求取进图 1 中(c)的相应的项.

三、GCM 的等效哈密顿算子、电四极矩算子和跃迁算子

在 GCM 框架下应先求出等效哈密顿算子等, 然后用微扰法计算集体 3^- 态的电四极矩、电八极跃迁几率.

由于我们不仅考虑了核实的集体自由度而且考虑了核实的非集体的粒子空穴对, 在相应于这些自由度的子空间中, 任意的态 $|\Psi\rangle^{[1]}$ 可写为:

$$|\Psi\rangle = \int d\alpha \exp\left[i \sum_{\mu} \bar{\alpha}_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}\right] f(a^+, a, \alpha) |\phi(0)\rangle. \quad (1)$$

其中,

$$Q_{\lambda\mu} = \sum_{p_i} \{C_{p_i}^{(\lambda)} [a_p^+ \tilde{a}_i]_{\lambda\mu} + C_{i_p}^{(\lambda)} [a_i^+ \tilde{a}_p]_{\lambda\mu}\} \delta(\pi_p \pi_i, (-1)^{\lambda}). \quad (2)$$

$|\phi(0)\rangle$ 是填满费密能 ϵ_F 以下诸能级的态, a_p^+ , a_p , a_i^+ , a_i 表示费密能 ϵ_F 以上和以下的粒子的产生算子和消灭算子. $C_{p_i}^{(\lambda)}$ 是由 TDA 得到的集体态的组态混杂系数. \tilde{a}_i 代表 a_i 的时间反演.

1) 等效哈密顿算子

由文献[1]_{a,b} 知, 等效哈密顿算子为:

$$\hat{N}^{-\frac{1}{2}} \hat{\mathcal{H}} \hat{N}^{-\frac{1}{2}} = \hat{\mathcal{H}}_{\text{coll.}} + \hat{\mathcal{H}}_{\text{par.}} + \hat{\mathcal{H}}_{\text{coup.}} = \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_{\text{coup.}}, \quad (3)$$

$$\hat{N} = W \left\{ e^{-i \sum_{\mu} b_{\lambda\mu}^+ \theta_{\lambda\mu}^+} e^{i \sum_{\mu} b_{\lambda\mu} \theta_{\lambda\mu}} \right\}, \quad (4)$$

$$\hat{\mathcal{H}} = W \left\{ e^{-i \sum_{\mu} b_{\lambda\mu}^+ \theta_{\lambda\mu}^+} H e^{i \sum_{\mu} b_{\lambda\mu} \theta_{\lambda\mu}} \right\}, \quad (5)$$

$$b_{\lambda\mu}^+ = \alpha_{\lambda\mu} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \bar{\alpha}_{\lambda\mu}}, \quad b_{\lambda\mu} = \bar{\alpha}_{\lambda\mu} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \alpha_{\lambda\mu}}, \quad (6)$$

$$\mathcal{H}_{\text{coll.}} = a_0 - \frac{7}{2} a_{11}^{(3)} + a_{11}^{(3)} \left[1 - \left(\frac{-2a_{20}^{(3)}}{a_{11}^{(3)}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \sum_{\mu} \left(\hat{C}_{3\mu}^+ \hat{C}_{3\mu} + \frac{1}{2} \right) + \dots, \quad (7)$$

$$\mathcal{H}_{\text{par.}} = \sum_q \varepsilon_q a_{qm_q}^+ a_{qm_q} + \frac{1}{2} \sum_{\substack{p m_p q m_q \\ p' m_{p'} q' m_{q'}}} \langle p m_p q m_q | v | p' m_{p'} q' m_{q'} \rangle a_{p m_p}^+ a_{q m_q}^+ a_{q' m_{q'}} a_{p' m_{p'}}. \quad (8)$$

(3)–(8)式中符号的意义与文献[1] a, b 相同。

如前所述,本工作中仅考虑了单声子与非集体的 $(ph)_{2^+}$ 的耦合以及非集体的 $(ph)_{3^-}$ 所给出的修正,故

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{\text{coup}} = & \sum_{\mu} \left[\sum_{ri} K_{ri}^{(2)} \cdot [a_r^+ \tilde{a}_i]^{(2)} \hat{C}_{3\mu}^{+(3)} \right]_{3\mu} \hat{C}_{3\mu} \\ & + \sum_{\mu} \sum_{ri} L_{ri}^{(3)} \cdot [a_r^+ \tilde{a}_i]_{3\mu} \hat{C}_{3\mu}^+ + c. c. + \dots \end{aligned} \quad (9)$$

(9)式中的第一项相当于图1中的(a),第二项相当于图1中的(b). $\hat{C}_{\lambda\mu}^+$, $\hat{C}_{\lambda\mu}$ 是集体声子的产生、消灭算子. 它与 \hat{b} 声子的关系如下:

$$\begin{aligned} \hat{b}_{\lambda\mu} &= u_{\lambda} \hat{C}_{\lambda\mu} + v_{\lambda} (-1)^{\lambda-\mu} \hat{C}_{\lambda-\mu}^+, & \hat{b}_{\lambda-\mu} &= u_{\lambda} \hat{C}_{\lambda-\mu} + v_{\lambda} (-1)^{\lambda+\mu} \hat{C}_{\lambda\mu}^+ \\ \hat{b}_{\lambda\mu}^+ &= u_{\lambda} \hat{C}_{\lambda\mu}^+ + v_{\lambda} (-1)^{\lambda-\mu} \hat{C}_{\lambda-\mu}, & \hat{b}_{\lambda-\mu}^+ &= u_{\lambda} \hat{C}_{\lambda-\mu}^+ + v_{\lambda} (-1)^{\lambda+\mu} \hat{C}_{\lambda\mu} \\ u_{\lambda} &= \cosh\theta_{\lambda}, & v_{\lambda} &= \sinh\theta_{\lambda}, & u_{\lambda}^2 - v_{\lambda}^2 &= 1. \end{aligned} \quad (10)$$

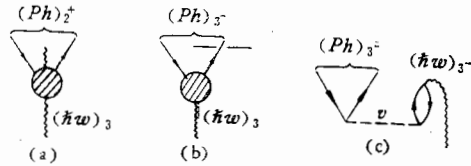


图 1

(9)式中的 $K_{ri}^{(2)}$ 和 $L_{ri}^{(3)}$ 的表达式如下:

$$\begin{aligned} K_{ri}^{(2)} = & \sum_{r'i'i''} C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle r r'' | v | i i' \rangle^{(2)} (-)^{i_r+i_i+1} \cdot \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} i_r & 3 & i_i' \\ 3 & j_{r''} & 2 \end{matrix} \right\} \cosh 2\theta_3 \\ & + \sum_{r'i'i''} C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle r i' | v | i i'' \rangle^{(2)} (-)^{i_r-i_i+1} \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} 3 & i_i' & i_r' \\ j_{i''} & 3 & 2 \end{matrix} \right\} \cosh 2\theta_3 \\ & + \sum_{r'i'i''} C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle r r' | v | r'' i'' \rangle^{(3)} (-)^{i_i-i_r''} \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} 3 & i_i & i_r'' \\ j_r & 3 & 2 \end{matrix} \right\} \cosh 2\theta_3 \\ & + \sum_{r'i'i''} C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle i'' r' | v | i i'' \rangle^{(3)} (-)^{i_r+i_i''} \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} i_r & 3 & i_i'' \\ 3 & j_i & 2 \end{matrix} \right\} \cosh 2\theta_3 \\ & - \sum_{r'i'i''} 2 \cdot C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle r i' | v | r'' r' \rangle^{(3)} (-)^{i_r-i_i+1} \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} 3 & i_i & i_r'' \\ j_r & 3 & 2 \end{matrix} \right\} \sinh 2\theta_3 + c. c. \\ & - \sum_{r'i'i''} 2 \cdot C_{r'i'}^{(3)} C_{r'i''}^{(3)} \langle i'' i' | v | i r' \rangle^{(3)} (-)^{i_r+i_i+1} \sqrt{35} \left\{ \begin{matrix} i_r & 3 & i_i'' \\ 3 & j_i & 2 \end{matrix} \right\} \sinh 2\theta_3 + c. c. \end{aligned} \quad (11)$$

$$L_{rK}^{(3)} = \sum_{r'K'} (i C_{r'K'}^{(3)})^* \langle r r' | v | K K' \rangle^{(3)} (-)^{i_r-i_{K'}+1} \cdot \sinh\theta_3. \quad (12)$$

(11)、(12)两式中 r 代表粒子态, i, K 代表空穴态. 但(12)式中 $C_{r'k}^{(3)}$ 前的 $i = \sqrt{-1}$. j_a 代表单粒子态 α 或单空穴态 α 的角动量. $\{ \}$ 是 $6j$ 符号.

$$\langle ab | v | \tilde{c}d \rangle^{(J)} \equiv \sum_{abcd} \langle j_a m_a j_c - m_c | JJ \rangle (-)^{i_c - m_c} \langle j_d m_d j_b - m_b | JJ \rangle (-)^{i_b - m_b} \cdot \langle a m_a b m_b | v | c m_c d m_d \rangle_a. \quad (13)$$

其中 $\langle j_a m_a j_b - m_b | JJ \rangle$ 是 $C. G.$ 系数. $\langle a m_a b m_b | v | c m_c d m_d \rangle_a$ 是反对称化的二体矩阵元.

$$\cosh 2\theta_3 = \frac{a_{11}^{(3)}}{\sqrt{a_{11}^{(3)2} - 4a_{20}^{(3)2}}}; \quad \sinh 2\theta_3 = \frac{-2a_{20}^{(3)}}{\sqrt{a_{11}^{(3)2} - 4a_{20}^{(3)2}}}. \quad (14)$$

$a_{11}^{(3)}$, $a_{20}^{(3)}$ 的意义见 [1] b.

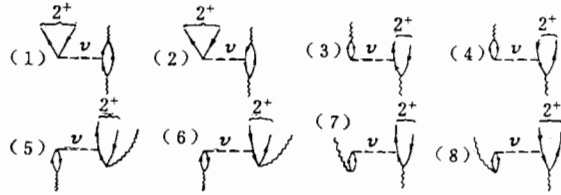


图 2

---代表二体相互作用 ~~~代表 3-声子

$K_{ii}^{(2)}$ 中前四项依次相应于图 2 中的 (1)、(2)、(3)、(4) 图. 后两项分别相应于 (5)、(7) 和 (6)、(8) 图. 图 2 中未画出由于矩阵元带来的交换图形, 也未画左右交换的拓扑相似图形, 但在计算时都考虑进去了.

$L_{ii}^{(3)}$ 相应于图 1 中的 (c). 它是图 1 中 (b) 的阴影部分的细致描述.

2) 等效电四极矩算子

$$\hat{N}^{-\frac{1}{2}} \epsilon_{20} \hat{N}^{-\frac{1}{2}} = D [\hat{C}^{+(3)} \hat{C}^{(3)}]_{20} + \frac{1}{\sqrt{5}} \sum_{ri} \langle r \| \epsilon^{(2)} \| i \rangle [a_r^+ a_i]_{20} + c. c. + \left[\sum_{ri} G_{ri}(3) [a_r^+ a_i]^{(3)} \hat{C}^{(3)} \right]_{20} + c. c. + \dots \quad (15)$$

其中,

$$D = \sum_{r'ri} C_{r'i}^{(3)} C_{ri}^{(3)} \cdot \frac{7}{\sqrt{5}} \langle r' \| \epsilon_{20} \| r \rangle (-)^{i_{r'} + i_i + 1} \cdot \left\{ \begin{matrix} j_{r'} & 3 & j_i \\ 3 & j_r & 2 \end{matrix} \right\} \cdot \cosh 2\theta_3 + \sum_{r'i'i'} C_{r'i'}^{(3)} C_{ri}^{(3)} \cdot \frac{7}{\sqrt{5}} \langle i \| \epsilon_{20} \| i' \rangle (-)^{j_r + i_{i'}} \cdot \left\{ \begin{matrix} j_i & 3 & j_r \\ 3 & j_{i'} & 2 \end{matrix} \right\} \cdot \cosh 2\theta_3. \quad (16)$$

D 相应于图 3 中的 (a), 即第一行中头两图.

$$G_{ri}(3) = \sum_{r'ri} C_{r'i}^{(3)} \langle r \| \epsilon_{20} \| r' \rangle (-)^{j_r + j_i + 1} \cdot \frac{7}{\sqrt{5}} \left\{ \begin{matrix} 3 & j_i & j_{r'} \\ j_r & 2 & 3 \end{matrix} \right\} \cosh \theta_3 + \sum_{i'r'i} C_{i'r'i}^{(3)} \langle i' \| \epsilon_{20} \| i \rangle (-)^{j_r + j_i + 1} \cdot \frac{7}{\sqrt{5}} \left\{ \begin{matrix} 3 & j_r & j_{i'} \\ j_i & 2 & 3 \end{matrix} \right\} \cosh \theta_3. \quad (17)$$

$G_{ri}(3)$ 相应于图 3 中的 (c), 即第二行中的两个图. 图 3 中第一行后三个图代表考虑了 $K_{ri}^{(2)}$ 及 $L_{ri}^{(3)}$ 造成的微扰贡献, 故包含 ν 相互作用线, 切勿与等效算子相混.

3) 等效跃迁算子

$$\begin{aligned} \hat{N}^{-\frac{1}{2}} \hat{B}(E3) \hat{N}^{-\frac{1}{2}} &= \frac{1}{\sqrt{7}} \sum_{ri} \langle r \| \epsilon_3 \| i \rangle \hat{C}^{(3)} + c. c. \\ &+ \frac{1}{\sqrt{7}} \sum_{ri} \langle r \| \epsilon_3 \| i \rangle [a_r^+ a_i]_{3\mu} + c. c. \\ &+ \sum_{\mu} \left[\sum_{ri} F_{ri}(3) [a_r^+ a_i]_{(2)} \hat{C}^{+(3)} \right]_{3\mu} + c. c. \end{aligned} \quad (18)$$

(18) 式中第一项是集体态对跃迁的贡献, 相应于图 3 中的 (d); 第二项相应于 (e), 它通过微扰波函数 (19)_{a,b} 给出贡献; 第三项相应于 (f), 贡献很小, 可以忽略.

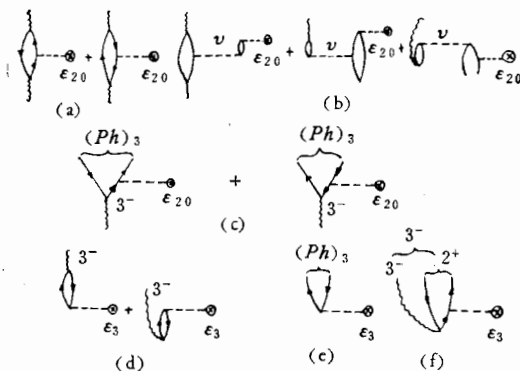


图 3

四、微扰波函数

先求 \mathcal{H}_0 的本征解:

- 1) 八极声子态 $\hat{C}_{3\mu}^{\pm} |0\rangle$
- 2) $(ph)_{2+}$ 态 $\sum_{ri} A_{ri}(\alpha 2) [a_r^+ a_i]_{2m} |0\rangle$
- 3) $(ph)_{3-}$ 态 $\sum_{ri} B_{ri}(\beta 3) [a_r^+ a_i]_{3m} |0\rangle$.

它们的本征值分别是: $\hbar\omega_3$, $E(\alpha 2)$ 和 $E(\beta 3)$. $A_{ri}(\alpha 2)$ 是 TDA 解出的 2^+ 态的组态混杂系数, $B_{ri}(\beta 3)$ 是 TDA 解出的非集体 3^- 态的混杂系数. α 和 β 是本征态顺序标记.

考虑 $\mathcal{H}_{\text{coup}}$ 后, 3^- 集体态由以下三部分组成:

- 1) 集体态 $|\varphi_{3\mu}(0)\rangle = \hat{C}_{3\mu}^{\pm} |0\rangle$;
- 2) $(\hbar\omega)_{3-}$ 和 $(ph)_{2+}$ 的耦合态

$$|\varphi_{3\mu}(\alpha 2)\rangle = \left[\sum_{ri} A_{ri}(\alpha 2) [a_r^+ a_i]_{(2)} \hat{C}^{+(3)} \right]_{3\mu} |0\rangle;$$

3) 非集体 3^- 态

$$|\varphi_{3\mu}(\beta 3)\rangle = \sum_{ri} B_{ri}(\beta 3) [a_r^\dagger a_i]_{3\mu} |0\rangle.$$

这三个态的本征值分别是: $\hbar\omega_3$, $E(\alpha 2) + \hbar\omega_3$, $E(\beta 3)$.

把 2) 和 3) 作为 1) 的微扰, 可得集体 3^- 态的微扰波函数如下:

$$\begin{aligned} |\Psi_{33}\rangle &= |\varphi_{33}(0)\rangle + \sum_{\alpha} \frac{|\varphi_{33}(\alpha 2)\rangle \langle \varphi_{33}(\alpha 2) | \hat{\mathcal{H}}_{\text{coup.}} | \varphi_{33}(0)\rangle}{\hbar\omega_3 - [E(\alpha 2) + \hbar\omega_3]} \\ &+ \sum_{\beta} \frac{|\varphi_{33}(\beta 3)\rangle \langle \varphi_{33}(\beta 3) | \hat{\mathcal{H}}_{\text{coup.}} | \varphi_{33}(0)\rangle}{\hbar\omega_3 - E(\beta 3)} + \dots \end{aligned} \quad (19a)$$

基态的微扰波函数是:

$$|\Psi_{00}\rangle = |\varphi_{00}(0)\rangle + \sum_{\beta} \frac{|\varphi_{00}(\beta 3)\rangle \langle \varphi_{00}(\beta 3) | L_{ri}^{(3)} | \varphi_{00}(0)\rangle}{0 - [\hbar\omega_3 + E(\beta 3)]} + \dots \quad (19b)$$

由等效电四极矩算子、跃迁算子和微扰波函数可求得电四极矩和跃迁几率的总公式如下:

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{33} | \hat{\epsilon}_{20} | \Psi_{33} \rangle &= \sqrt{5} \begin{pmatrix} 3 & 2 & 3 \\ -3 & 0 & 3 \end{pmatrix} \left\{ D - \left[\sum_{\alpha} \left[\sum_{ri} \frac{\langle i | \epsilon^{(2)} | r \rangle}{\sqrt{5}} A_{ri}(\alpha 2) \right] \right. \right. \\ &\times \frac{1}{E(\alpha 2)} \left[\sum_{ij} A_{ij}^*(\alpha 2) K_{ij}^{(2)} \right] + c.c. \left. \right] - \left[\sum_{\beta} \left[\sum_{ri} G_{ri}^*(\beta 3) B_{ri}(\beta 3) \right] \right. \\ &\times \left. \left. \frac{1}{E(\beta 3) - \hbar\omega_3} \left[\sum_{ij} B_{ij}^*(\beta 3) \cdot L_{ij}^{(3)} \right] + c.c. \right] + \dots \right\}. \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} B(E3) &= \frac{1}{7} \left[\sum_{ri} C_{ri}^{(3)} \langle i | \epsilon_3 | r \rangle + \sum_{\beta} 4 \left[\sum_{ri} \langle r | \epsilon_3 | i \rangle B_{ri}(\beta 3) \right] \right. \\ &\times \frac{1}{E(\beta 3) - \hbar\omega_3} \left[\sum_{ij} B_{ij}(\beta 3) L_{ij}^{(3)} \right] + \sum_{\beta} 4 \left[\sum_{ri} \langle r | \epsilon_3 | i \rangle B_{ri}(\beta 3) \right] \\ &\times \left. \frac{1}{E(\beta 3) + \hbar\omega_3} \left[\sum_{ij} B_{ij}(\beta 3) L_{ij}^{(3)} \right] + \dots \right]^2. \end{aligned} \quad (21)$$

五、组态空间的选取

为了考虑 $(ph)_{2+}$ 与集体态的耦合效应, 必须使 $(ph)_{2+}$ 的组态不致太少. 而且 3^- 能级波函数中不应涉及分布可达无穷远的单粒子“非束缚态”波函数. 据此, 我们参照了 M. Maruyama^[5] 的实验单粒子能级图. 质子单粒子能级和中子单粒子能级分别往上取到 (126) 和 (184) 大壳, 往下取到 (28) 和 (50) 大壳. 这样 $(ph)_{3-}$ 共有 49 个组态 (质子 21 个, 中子 28 个); $(ph)_{2+}$ 共有 31 个组态 (质子 14 个, 中子 17 个).

六、结 果

1) 集体态的能量 $\hbar\omega_3$

在用 TDA 解 3^- 态和 2^+ 态时选用的二体力参数如下^[6]:

改善型的 Serber 力: $V_{TE} = 1.5, V_{TO} = 0, V_{SE} = 1, V_{SO} = 0,$
 $V_0 = -21.125(\text{MeV}), \nu = 0.16685 \times 10^{26}(\text{cm}^{-2}), \beta = 1.85(\text{fm}).$

λ	$a_{11}^{(\lambda)}, \text{MeV}$	$a_{20}^{(\lambda)}, \text{MeV}$	$\hbar\omega_\lambda, \text{MeV}$	$\cosh 2\theta_\lambda$	$\sinh 2\theta_\lambda$
3	3.2469	-0.90931	2.6898	1.2071	0.67612
2	4.6715	+0.19700	4.6549	1.0036	0.084643

^{208}Pb 集体 3^- 态的实验能量是 2.61MeV, 集体 2^+ 态的实验能量是 4.08MeV.

2) 电四极矩

根据 (20) 式计算出的结果如下:

$$Q_{(3^-)} = -0.053177 - 0.037842 - 0.0067371 \approx -0.098(\text{eb}).$$

相应于图 3 中的(a)的贡献是-0.053(eb), 而相应于图 3 中的(b)¹⁾所表示的修正项的贡献是-0.045(eb). (b) 中前两图贡献-0.0378, 第三图贡献-0.00674 修正项占集体态贡献的 84%.

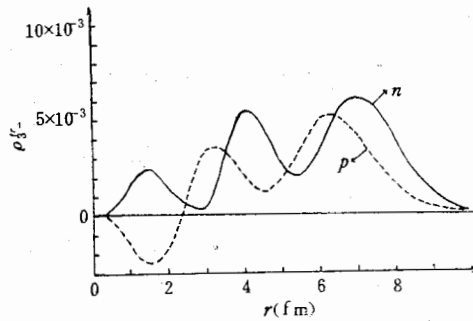


图 4

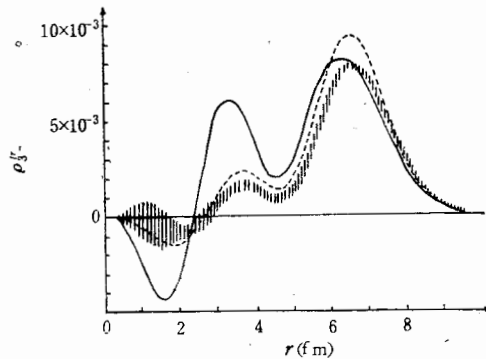


图 5

||||| 实验 - - - - I. Hamamoto — 本工作

1) 图 3 (b) 示意 $K_{3^-}^{(2)}$ 和 $L_{3^-}^{(2)}$ 的微扰贡献, 故未标箭头.

3) 电八极跃迁几率 $B(E3)$

根据(21)式可算出 $B(E3) = 38w. u.$, 实验值是: $32 \sim 39w. u.$.

4) 跃迁密度

跃迁密度反映了波函数的精细性质. 我们计算了集体态中质子和中子的跃迁密度随核的径向距离的变化曲线, 如图4所示. 曲线的特点是: (1) 在 $r \approx 5$ 费米处有谷存在; (2) 中子大峰比质子大峰向右移动0.5费米, 这与中子基态密度核半径大0.4费米相一致. 总之, 我们曲线的特点与 I. Hamamoto^[7] 的曲线一致. 唯绝对值比她的曲线低一半. 她是用 Woods-Saxon 势下的波函数得到的, 而我们是用谐振子波函数得到的.

我们对质子跃迁密度曲线像跃迁几率那样计算了修正项. 考虑了修正项的贡献后的质子跃迁密度曲线画在图5上. 图中还画出了实验曲线以及 I. Hamamoto 的曲线, 以资比较. 可以看出, 我们的主峰与实验较吻合, 曲线形状也大致上一样, 唯在5费米以内振荡较厉害, 这可能与我们所用的谐振子波函数较粗糙有关.

七、讨 论

在以上计算中, 除二体相互作用选用一般的参数外, 没有添加任何新参数. I. Hamamoto^[3] 在核场论框架下假设质子有效电荷为 $1.5e$, 中子有效电荷为 $1e$, 计算得到的 $Q_{[3^-]} = -0.13eb$, $B(E3) = 39w. u.$ 但是, 在我们所用的 GCM 框架下, 不需要做这样的假设. 在微扰计算时, 凡与算子 $\epsilon_{\lambda\mu}$ 相连的单粒子或单空穴均只取质子组态. 而根据图形规则, 凡与 ν 相连的单粒子或单空穴则既要取质子组态又要取中子组态. 这样, 我们的计算结果(见六)与 I. Hamamoto 的结果很接近. 我们也试调动了 V_0 作过比较. 当 $V_0 = -22.75MeV$ 时, $Q_{[3^-]} = -0.11(eb)$, $B(E3) = 52w. u.$, $\hbar\omega_3 = 2.3MeV$.

从计算中还可以看出, 集体态对电四极矩贡献的主要部分来自质子的这样两个单粒子组态: $1h_{9/2}$ 和 $2f_{7/2}$. 这两个态由最靠近费米面的单粒子能级构成. 因此, 再扩大组态空间似无必要. 从集体态的贡献为 $-0.053(eb)$ 以及修正项占它的84%这一事实来看, 电四极矩不大可能像目前的实验值那样大. 这有待于实验验证.

总之, 从上述结果来看, 生成坐标方法这种微观描述方法用于原子核集体态与非集体态耦合效应的研究中是行之有效的.

附记: 1983.4.8 澳大利亚大学 R. H. Sper 告诉我们, 他的测量结果是:

$$Q_{3^-} = -0.39 \pm 0.15 eb,$$

$$B(E3; 0^+ \rightarrow 3^-) = 33.96 w. u.$$

参 考 文 献

- [1] 徐躬耦, 中国科学, (1981), 4, 427; 6(1974), 567.
- [2] A. R. Barnett et al., *Phys. Rev.*, 186 (1969), 1205.
- [3] I. Hamamoto, *Physics Reports*, 10C No. 2 (1974).
- [4] A. M. R. Joye et al., *Physical Review Letters*, 38 (1977), 807.
- [5] M. Maruyama, *Nuclear Phys.*, A131 (1969).

- [6] 傅德基等, 高能物理与核物理, 4(1980), 228.
[7] I. Hamamoto, 原子核研究 (Genshikaku Kenkyu), 23 (1978), 350.

THE STUDY OF QUADRUPOLE MOMENT, OCTUPOLE TRANSITION AND TRANSITION DENSITY OF ^{208}Pb 3^- STATE—
THE APPLICATION OF GENERATOR COORDINATE METHOD (GCM)

FANG PAO XIA KE-DING FU DE-JI
(*Institute of Nuclear Research, Shanghai, China*)

XU GONG-OU
(*Lanzhou University*)

ABSTRACT

Using the GCM method and taking the coupling between collective octupolevibration and noncollective particle-hole configurations into account, the quadrupole moment $Q(3^-)$, the reduced octupole transition probability $B(E3)$ and the variation of the transition density ρ_3^r with respect to the radial distance are calculated. We found that $Q(3^-) = -0.098$ eb and $B(E3) = 38$ w.u.. It is shown that the desired results can be obtained by taking the core-excitation into account microscopically in the GCM framework without introducing the usual effective charge of nucleons.