

^{208}Pb 核表面多极振荡对 1^+ 态 $M1$ 跃迁影响的问题

蔡延璜 傅德基 夏克定
(中国科学院上海原子核研究所)

徐 躬 耦
(兰州大学)

摘 要

本文用生成坐标方法(GCM)^[1]探讨了 ^{208}Pb 核表面多极振荡对 1^+ 态 $M1$ 跃迁影响的问题。计算结果表明集体性最强的八极振荡态的影响是最主要的。

一、物理考虑

实验表明,在激发能 E 小于 10MeV 时, ^{208}Pb 核有数十条 1^+ 能级可由基态经 $M1$ 跃迁得到,但 $M1$ 跃迁强度和位置分布的细节尚存在许多待澄清的问题^[2]。理论计算亦各有较大的差异^[3]。在 $E \leq 10\text{MeV}$ 时,按照壳模型观点当仅考虑 $(|p|h)$ 粒子空穴组态激发时, ^{208}Pb 核只有两个 1^+ 的低能级,它们分别相应于零级能量为 5.55MeV 的 $\pi(h^{-1}11/2, h9/2)$ 及 5.86MeV 的 $\nu(i^{-1}13/2, i11/2)$ 组态,因此必须考虑其它自由度的激发对 1^+ 态 $M1$ 跃迁展布的影响。J. S. Dehesa等人曾采用核心耦合的RPA理论,混进 $(2p2h)$ 组态获得了 1^+ 态的精细结构。傅德基等人^[4],以一个唯象的 3^- 表面声子代替多粒子多空穴组态,考虑 3^- 声子与单粒子单空穴态的耦合来观察它对于 1^+ 态的影响。本文则用GCM方法将四极和八极声子对 1^+ 态的影响进行微观计算。由于GCM能将核集体自由度的激发从单粒子自由度激发中单独分离出来,因此多极声子对于 1^+ 态的影响就可以自然地表述出来,物理图象更为清楚简洁,又有别于唯象计算。

表面振荡对于 $M1$ 跃迁的影响,可以归结为两个方面。(1)由于 ^{208}Pb 核存在一个集体性很强的八极振荡态及集体性较强的四极振荡态,使 ^{208}Pb 核的基态发生颇强的基态关联。因此它并非纯粹的“真空态”,而是存在着一定成分的 $[(\hbar\omega)_{\lambda^\pi}, (\hbar\omega)_{\lambda^\pi}]_{0^+}$ 等组态。对于这样的基态,经 $M1$ 跃迁除可激发到单粒子单空穴 $(|p|h)_{1^+}$ 态外,亦可直接激发到 $[(\hbar\omega)_{\lambda^\pi}, (ph)_{l^\pi}]_{1^+}$ 态(图1a)。这里 $(\hbar\omega)_{\lambda^\pi}$ 表示基态关联后的物理声子态。 λ^π 可为 2^+ , 3^- 。 $(ph)_{l^\pi}$ 为核实外耦合角动量为 l 、宇称为 π 的非集体粒子空穴态。(2)由于四极、八极振荡与单粒子(单空穴)间的耦合作用,因此 $(\hbar\omega)_{\lambda^\pi}$ 声子态将与非集体的单粒子单空

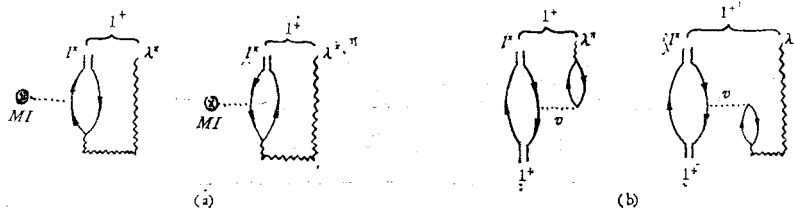


图 1 (a) ^{208}Pb 基态关联 $M1$ 跃迁和 (b) $^{208}\text{Pb}1^+$ 态基矢相互作用矩阵元

穴组态 $(ph)_{i\pi}$ 耦合成 1^+ 态. 它们可与 $(ph)_{1+}$ 态发生混什(图 1b). 图中波浪线表示声子线. 因此, $(ph)_{1+}$ 与 $[(\hbar\omega)_{\lambda\pi}, (ph)_{i\pi}]_{1+}$ 可作为两类基矢.

这样, 当我们在由上述两类 1^+ 态为基矢组成的子空间中求解 1^+ 本征态时, 原来到 $(ph)_{1+}$ 态上和到 $[(\hbar\omega)_{\lambda\pi}, (ph)_{i\pi}]_{1+}$ 态上的 $M1$ 跃迁, 便将展布在 1^+ 各个本征态之上. 并且由图 1 可知 $M1$ 跃迁强度在各 1^+ 本征态上的展布将与声子粒子(空穴)耦合强度及 $\lambda\pi$ 声子向后传播的分量(即基态关联强度)有关.

二、等效算子和 1^+ 本征解

用 GCM 进行微观计算, 需先求出 ^{208}Pb 核的等效哈密顿算子和等效 $M1$ 跃迁算子. 按照 [1] 给出的方法, 选择特定类型的 $|\varphi(\alpha)\rangle$ 生成子空间

$$|\varphi(\alpha)\rangle = \exp\left\{\frac{i}{\hbar} \sum_{\mu} \bar{\alpha}_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}\right\} |\varphi_0\rangle \quad (1)$$

$|\varphi_0\rangle$ 是填满费米面的态. $Q_{\lambda\mu}$ 为集体 2^{λ} 极声子的生成元, $\alpha_{\lambda\mu}$ 是相应的生成坐标.

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

\tilde{a} 为 a 的时间反演算子. $C_{p_i}^{\lambda}$ 是核 (ph) 激发的 2^{λ} 极集体态的 (ph) 组态系数. 可按 TDA 求解本征方程得到. 取核的哈密顿量为

$$\hat{H} = \sum_{p m_p} \epsilon_p a_{p m_p}^{\dagger} a_{p m_p} + \frac{1}{4} \sum_{\substack{p m_p q m_q \\ r m_r s m_s}} \langle p m_p q m_q | v | r m_r s m_s \rangle a_{p m_p}^{\dagger} a_{q m_q}^{\dagger} a_{s m_s} a_{r m_r} \quad (3)$$

因核外粒子空穴不多, 可取近似 $\hat{N} \approx 1$. 则有效哈密顿量可表为

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = \hat{N}^{-1/2} \hat{\mathcal{H}} \hat{N}^{-1/2} \approx W \left\{ \exp\left[-i \sum_{\mu} \hat{b}_{\lambda\mu}^{\dagger} Q_{\lambda\mu}^{\dagger}\right] \hat{\mathcal{H}} \exp\left[i \sum_{\mu} \hat{b}_{\lambda\mu} Q_{\lambda\mu}\right] \right\}_L \quad (4)$$

足标 L 表示与 \hat{H} 相连的图形贡献. (4) 式对 $\hat{b}_{\lambda\mu}^{\dagger}$ 、 $\hat{b}_{\lambda\mu}$ 展开, 略去高次项的贡献, 并引进么正变换

$$\begin{cases} \hat{b}_{\lambda\mu} = \cosh \theta_{\lambda} \hat{C}_{\lambda\mu} + \sinh \theta_{\lambda} (-1)^{\lambda-\mu} \hat{C}_{\lambda-\mu}^{\dagger} \\ \hat{b}_{\lambda\mu}^{\dagger} = \cosh \theta_{\lambda} \hat{C}_{\lambda\mu}^{\dagger} + \sinh \theta_{\lambda} (-1)^{\lambda-\mu} \hat{C}_{\lambda-\mu} \end{cases} \quad (5)$$

经 Wick 定理对算子进行收缩并且整理后, (4) 式可改写为:

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = \left\{ \sum_{p m_p} \epsilon_p a_{p m_p}^{\dagger} a_{p m_p} + \frac{1}{4} \sum_{\substack{p m_p q m_q \\ r m_r s m_s}} \langle p m_p q m_q | v | r m_r s m_s \rangle a_{p m_p}^{\dagger} a_{q m_q}^{\dagger} a_{s m_s} a_{r m_r} \right\}$$

$$\begin{aligned}
 & + \left\{ a_0 - \frac{7}{2} a_{11}^{(\lambda)} + a_{11}^{(\lambda)} \left[1 - \left(\frac{-2a_{20}^{(\lambda)}}{a_{11}^{(\lambda)}} \right)^2 \right]^{1/2} \sum_{\mu} \left(\hat{C}_{\lambda\mu}^+ \hat{C}_{-\mu} + \frac{1}{2} \right) \right\} \\
 & + \left\{ \sum_{p_i r_s} \langle r i | v | s p \rangle^{(\lambda)} (i C_{p_i}^{\lambda}) \sqrt{2\lambda + 1} [[a_r^+ \times a_s]_{\lambda} \times \delta_{\lambda}]_0 + hc \right\} \quad (6)
 \end{aligned}$$

式中 hc 表示厄米共轭项. 第一、二个大括号项分别表示核的单粒子运动、集体运动哈密顿量 \hat{H}_{par} 和 \hat{H}_{col} . 第三个大括号项表示核集体运动与单粒子运动的耦合相互作用哈密顿量 \hat{H}_{coup} . 当仅考虑单声子项而略去多声子项时, \hat{H}_{coup} 所对应的费曼图见图 2. 其中

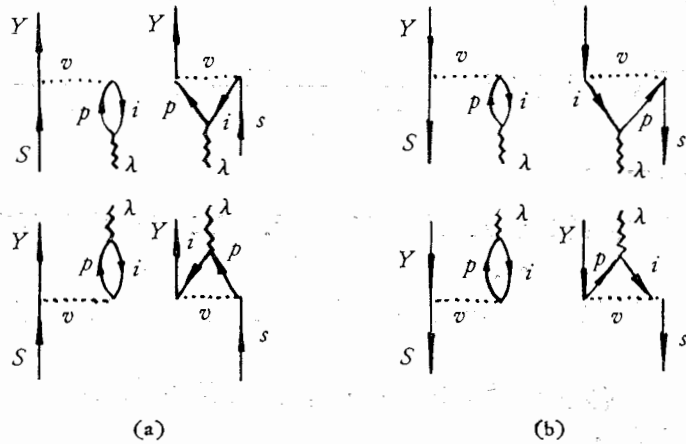


图 2 \hat{H}_{coup} 相应的费曼图

每个图形都包括其拓扑相似图(左右指标互换)

$$\left. \begin{aligned}
 a_0 &= \langle \varphi_0 | \hat{H} | \varphi_0 \rangle \\
 a_{11}^{(\lambda)} &= \langle \varphi_0 | Q_{\lambda\mu}^+ \hat{H} Q_{\lambda\mu} | \varphi_0 \rangle = \sum_{ri} |c_{ri}^{\lambda}|^2 (\varepsilon_r - \varepsilon_i) + \sum_{sjri} C_{sj}^{\lambda*} C_{ri}^{\lambda} \langle \underbrace{si | v | jr} \rangle^{(\lambda)} \\
 a_{20}^{(\lambda)} &= -\frac{1}{2} \langle \varphi_0 | Q_{\lambda\mu}^+ (-1)^{\lambda-\mu} Q_{\lambda-\mu}^+ \hat{H} | \varphi_0 \rangle = \frac{1}{2} \sum_{sjri} C_{sj}^{\lambda} C_{ri}^{\lambda} \langle \underbrace{ji | v | sr} \rangle^{(\lambda)} (-1)^{j_i+j_s-\lambda}
 \end{aligned} \right\} (7)$$

其中 a_0 代表基态能量, 为常数. $a_{11}^{(\lambda)}$ 为 2^{λ} 极声子能量. $a_{20}^{(\lambda)}$ 表示考虑声子向后传播对声子能量带来的修正. 两体相互作用矩阵元定义为

$$\begin{aligned}
 \langle \underbrace{ab | v | cd} \rangle^{(\lambda)} &= \sum_{\substack{m_a m_b \\ m_c m_d}} (-1)^{i_c - m_c} \langle j_a m_a i_c - m_c | \lambda \mu \rangle (-1)^{i_b - m_b} \langle j_d m_d i_b - m_b | \lambda \mu \rangle \\
 &\quad \times \langle \underbrace{a m_a b m_b | v | c m_c d m_d} \rangle \quad (8)
 \end{aligned}$$

由 (6) 式知, 在物理声子表象 $\hat{C}_{\lambda\mu}^+$ 、 $\hat{C}_{\lambda\mu}$ 中, 2^{λ} 极声子的能量为

$$E_{\lambda} = a_{11}^{(\lambda)} \left[1 - \left(\frac{-2a_{20}^{(\lambda)}}{a_{11}^{(\lambda)}} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (9)$$

么正变换 (5) 式中的 θ_{λ} 可由下列各式定出:

$$\left. \begin{aligned}
 \text{tgh } 2\theta_{\lambda} &= -\frac{2a_{20}^{(\lambda)}}{a_{11}^{(\lambda)}} \\
 \cosh 2\theta_{\lambda} &= \left[1 - \left(\frac{-2a_{20}^{(\lambda)}}{a_{11}^{(\lambda)}} \right)^2 \right]^{-1/2}
 \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} \sinh \theta_2 &= \pm \left(\frac{\cosh 2\theta_2 - 1}{2} \right)^{1/2} \\ \cosh \theta_2 &= \left(\frac{\cosh 2\theta_2 + 1}{2} \right)^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

按同样方法,可求得等效 M1 跃迁算子 $\hat{\mu}_{\text{eff}}$

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{\text{eff}} &= \sum_{pq} \langle p \| \hat{\mu}^{(1)} \| q \rangle \frac{1}{\sqrt{3}} [a_p^+ \times a_q]_v^1 \\ &+ \left\{ \sum_{srl} \langle s \| \hat{\mu}^{(1)} \| r \rangle (iC_{ri}^s) \frac{\sqrt{(2l+1)(2\lambda+1)}}{\sqrt{3}} \begin{Bmatrix} i_s & 1 & i_r \\ \lambda & i_i & l \end{Bmatrix} (-1)^{i_r+i_i} [[a_r^+ \times a_i]_l \times \hat{b}_\lambda]_v^1 \right. \\ &+ \left. hc \right\} + \left\{ \sum_{rij} \langle i \| \hat{\mu}^{(1)} \| j \rangle (iC_{ji}^i) \frac{\sqrt{(2l+1)(2\lambda+1)}}{\sqrt{3}} \begin{Bmatrix} 1 & i_j & i_i \\ j_r & \lambda & l \end{Bmatrix} (-1)^{i_r+i_j+l+1} [[a_r^+ \right. \\ &\left. \times a_j]_l \times \hat{b}_\lambda]_v^1 + hc \right\} \quad (11) \end{aligned}$$

式中第一项相应于通常的粒子空穴激发的 M1 跃迁. 第二、三大括号项为考虑基态关联后面带来的 M1 跃迁(见图 1a).

用 GCM 求得等效哈密顿 $\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}}$ 之后,即可在子空间中求解 1^+ 态的本征解. 将(6)式改写为

$$\hat{\mathcal{H}}_{\text{eff}} = \hat{H}_{\text{par}} + \hat{H}_{\text{cal}} + \hat{H}_{\text{coup}} = \hat{H}_{\text{eff}}^{(0)} + \hat{H}_{\text{coup}} \quad (12)$$

对应于 $\hat{H}_{\text{eff}}^{(0)}$ 的本征解为:

$$\hat{H}_{\text{eff}}^{(0)} |\varphi(\alpha 1)\rangle = E(\alpha 1) |\varphi(\alpha 1)\rangle \quad (13)$$

$$\hat{H}_{\text{eff}}^{(0)} |\varphi(\beta l)\rangle = [E(\beta l) + E_\lambda] |\varphi(\beta l)\rangle \quad (14)$$

式中

$$|\varphi(\alpha 1)\rangle = \sum_{ph} A_{ph}^{(\alpha)}(\alpha) [a_p^+ \times a_h]_v^1 |\varphi_0\rangle \quad (15)$$

是第 α 个单粒子单空穴激发 1^+ 态的解. 因与声子无关,故它就是用 TDA 求出的解.

$$|\varphi(\beta l)\rangle = \sum_{ph} A_{ph}^{(\beta)}(\beta) [[a_p^+ \times a_h]_l \times \hat{b}_\lambda^+]_v^1 |\varphi_0\rangle \quad (16)$$

是第 β 个非集体单粒子单空穴激发 l^π 态与集体 2^λ 极声子耦合成的 1^+ 态的解. 因未计及单粒子与集体运动的耦合作用,故 l^π 态的解也是 TDA 求出的解. 这里,当 $\lambda^\pi = 3^-$ 时, $l^\pi = 2^-, 3^-, 4^-$; 当 $\lambda^\pi = 2^+$ 时, $l^\pi = 1^+, 2^+, 3^+$. 以这些 TDA 解为子空间的基矢,并计及单粒子与集体运动的耦合相互作用 \hat{H}_{coup} , 则 1^+ 各本征态可表为:

$$|\varphi_{1v}^{(n)}\rangle = \sum_{\alpha} B^{(n)}(\alpha 1) |\varphi(\alpha 1)\rangle + \sum_{\beta l} B^{(n)}(\beta l) |\varphi(\beta l)\rangle \quad (17)$$

久期方程为

$$\begin{pmatrix} E(\alpha 1) - E^{(n)} & \langle \varphi(\alpha 1) | \hat{H}_{\text{coup}} | \varphi(\beta l) \rangle \\ \langle \varphi(\beta l) | \hat{H}_{\text{coup}} | \varphi(\alpha 1) \rangle & E(\beta l) + E_\lambda - E^{(n)} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B^{(n)}(\alpha 1) \\ B^{(n)}(\beta l) \end{pmatrix} = 0 \quad (18)$$

解久期方程(18),即可求得 1^+ 各个本征态的能量 $E^{(n)}$ 及对应的混杂系数 $B^{(n)}(\alpha 1)$ 和 $B^{(n)}(\beta l)$. n 为 1^+ 本征态的序号.

由求得的 1^+ 本征解及 $\hat{\mu}_{\text{eff}}$, 即可求 M1 跃迁几率:

$$\begin{aligned}
 T(M1, 0^+ \rightarrow 1^+) &= \frac{16\pi}{3} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^3 B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+) \\
 B(M1) &= B(M1, 0^+ \rightarrow 1^+) = \sum_{\nu} |\langle \varphi_{1\nu}^{(n)} | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle|^2 \\
 \langle \varphi_{1\nu}^{(n)} | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle &= \sum_{\alpha} B^{(n)}(\alpha 1) \langle \varphi(\alpha 1) | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle + \sum_{\beta l} B^{(n)}(\beta l) \langle \varphi(\beta l) | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle \\
 \langle \varphi(\alpha_1) | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle &= \frac{1}{\sqrt{3}} \sum_{ri} A_{ri}^{(1)} \langle r | \hat{\mu}^{(1)} | i \rangle \\
 \langle \varphi(\beta l) | \hat{\mu}_{\text{eff}} | \varphi_0 \rangle &= \sum_{rsi} A_{rsi}^{(l)} \langle s | \hat{\mu}^{(1)} | r \rangle (i C_{ri}^{\lambda}) \frac{\sqrt{(2l+1)(2\lambda+1)}}{\sqrt{3}} \\
 &\quad \times \left\{ \begin{matrix} j_s & 1 & j_r \\ \lambda & j_i & l \end{matrix} \right\} (-1)^{j_s+j_i} \sinh \theta_{\lambda} \\
 &\quad + \sum_{rii} A_{rii}^{(l)*} \langle i | \hat{\mu}^{(1)} | j \rangle (i C_{ri}^{\lambda}) \frac{\sqrt{(2l+1)(2\lambda+1)}}{\sqrt{3}} \\
 &\quad \times \left\{ \begin{matrix} 1 & j_j & j_i \\ j_r & \lambda & l \end{matrix} \right\} (-1)^{j_r+j_j+l+1} \sinh \theta_{\lambda}
 \end{aligned} \tag{19}$$

式中 $\hat{\mu}^{(1)}$ 为通常的磁偶极跃迁算子。

$$\hat{\mu}^{(1)} = \frac{e\hbar}{2MC} \{g_s \mathbf{s} + g_l \mathbf{l}\} \tag{20}$$

g_l 和 g_s 对质子分别取为 0 和 -3.83; 对质子取为 1 和 5.58。未作可调参数。

三、计算结果

数值计算中涉及的单粒子波函数取为谐振子型。波函数延伸度 ν 取为 0.167fm^{-2} 。两体相互作用势取高斯型:

$$\begin{aligned}
 v &= V_0 e^{-r^2/\beta_0^2} [P^{SE} + \eta P^{TE}] \\
 &= V_0 e^{-r^2/\beta_0^2} \frac{1}{16} [7.5 - 1.5(\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2) \\
 &\quad - 3.5(\hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2) \\
 &\quad - 2.5(\hat{\sigma}_1 \cdot \hat{\sigma}_2)(\hat{\tau}_1 \cdot \hat{\tau}_2)] \tag{21}
 \end{aligned}$$

式中 $V_0 = -22.75\text{MeV}$, $\beta_0 = 1.85\text{fm}$ 。

$$\eta = 1.5.$$

单粒子能级见图 3。

利用上述的两体力、波函数及组态空间, 计算得到 3^- 声子能量

$$E_3 = 2.605\text{MeV}.$$

当质子和中子的有效电荷分别取为 1.43e 和 0.43e 时, 对应的 $E3$ 约化跃迁几率为 39spu。计算得到的 2^+ 声子能量

$$E_2 = 4.532\text{MeV}.$$

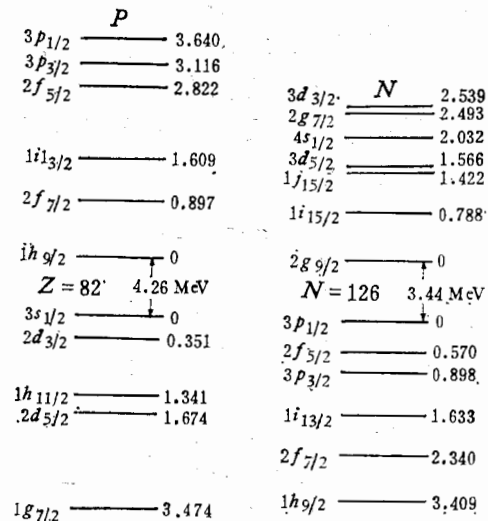


图 3 单粒子能级

同时还计算了 ^{208}Pb 的 12^- 态. 实验表明^[5]它有一个很好的中子单粒子单空穴激发态 $(1i^{-1}13/2, 1j15/2)_{12^-}$, $E=6.42\text{MeV}$. 计算结果 $E=6.60\text{MeV}(1i^{-1}13/2, 1j15/2)$ 组态占99.9%. 以上均与实验结果符合较好. 可见计算中选取有关参数还是比较合理的. 最后我们按公式(9)–(20)计算了 1^+ 态的本征解及其对应的 $M1$ 约化跃迁几率. 计算中注意到, 由于41个 3^- 态本征解中其中之一是集体的 3^- 声子态, 其余40个是非集体的粒子空穴 $(ph)_3^-$ 态. 故当选取基矢 $[(\hbar\omega)_3^-(ph)_3^-]_{1^+}$ 时, $(ph)_3^-$ 只计及40个非集体的粒子空穴态. 这样才不出现自由度的重复. 对 2^+ 声子激发时, 我们亦作同样的处理. 图4a, b分别给出了当 3^- 声子和 2^+ 声子激发时, $M1$ 跃迁在 1^+ 各个本征态上的分布. 图中仅画出那些对应的 $B(M1) \geq 0.01\text{spu}$ 的 1^+ 本征态.

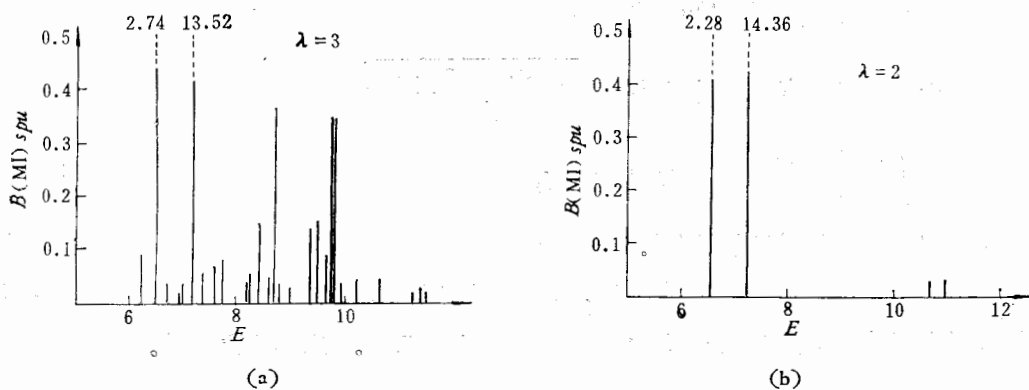


图4 3^- 及 2^+ 声子激发的 $B(M1)$ 分布 ($u=1, v=1$)

由图4可知, 3^- 声子激发对 $M1$ 分布的影响远较 2^+ 声子显著. 这反映了 3^- 声子与单粒子运动间的耦合作用要比 2^+ 声子强; 3^- 声子的集体性质更好. 据此, 4^+ 、 6^+ 声子激发时, 预计其效应较 2^+ 声子更为次要, 本文不再详加考虑. 属于 $[(\hbar\omega)_{\lambda\pi}, (ph)_{\lambda\pi}]_{1^+}$ 这类基矢之间也有耦合的情况, 因涉及角动量重耦合系数, 其贡献比 $[(\hbar\omega)_{\lambda\pi}, (ph)_{\lambda\pi}]_{1^+}$ 与 $(ph)_{\lambda\pi}$ 耦合小得多. 本文亦不详加考虑. 据以上讨论, 我们可以认为, ^{208}Pb 核 $M1$ 跃迁之所以能在 10MeV 以下数十条 1^+ 能级上展布, 3^- 声子的激发是一个不可忽视的因素. 当 3^- 声子激发时, 为了观察声子粒子耦合强度及基态关联强度的变化对 $M1$ 展布的影响

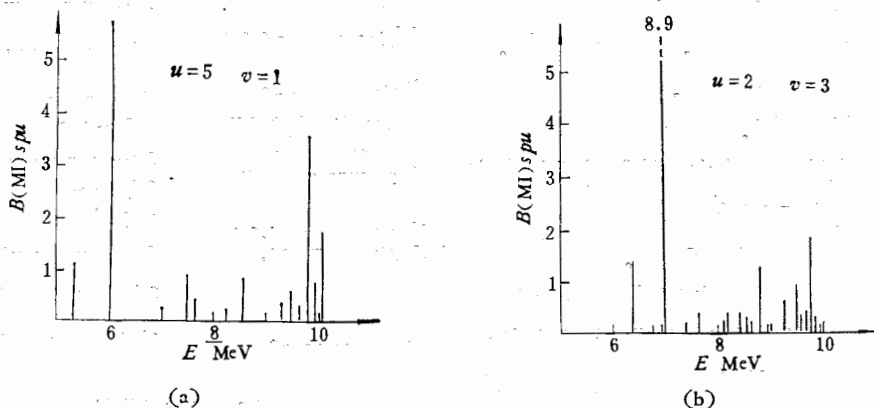


图5 $u=5, v=1$ 和 $u=2, v=3$ 的 $B(M1)$ 分布

响, 图 5 给出了声子粒子耦合矩阵元及 $\sinh \theta_3$ 分别取原计算值的 u 倍和 v 倍时的 $M1$ 分布. 由图知, 其效应是较为明显的.

当激发 3^- 声子态时, 本文计算得到 $\sinh \theta_3 = 0.2687$. 3^- 声子与单粒子(空穴)耦合强度为:

$$-K_r = \frac{\sum_{pi} [\cosh \theta_3 (iC_{pi}^3)^* (-1)^{i_i - i_p - 3} \langle j_1 p | v | j_2 i \rangle^{(3)} + \sinh \theta_3 (iC_{pi}^3) \langle j_1 i | v | j_2 p \rangle^{(3)}]}{\langle j_1 || Y_3 || j_2 \rangle} \quad (22)$$

对不同的 $|j_1\rangle, |j_2\rangle$ 粒子(空穴)组态取平均, $(-K_r) = 0.6337$. 较 [4] 文中按流体模型估计得到的唯象耦合强度约小 5 倍左右. 必须指出, [4] 中采用的是唯象八极声子, 包括了多种未知自由度激发结果. 与本文采用的粒子空穴激发 RPA 声子有较大的区别.

在计算工作进行过程中, 我们见到 G. E. Brown 等^[6]的文章. 他们提到最近的实验结果没有测到原来展布在 8MeV 之下的两个大的 $M1$ 强度. 并且在 10MeV 之下, $M1$ 总强度下降到原先认定的八分之一左右, 有很大的削减. 本文计算工作, 尚未就这些因素予以研讨.

参 考 文 献

- [1] 徐躬耦, 杨亚天等, 中国科学, 4(1981), 427.
- [2] S. J. Freedman et al., *Phys. Rev. Lett.*, 37 (1976), 1606.
R. J. Holt and H. E. Jackson, *Phys. Rev. Lett.*, 36 (1976), 244.
R. M. Laszewski et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 813.
S. Raman et al., *Phys. Rev. Lett.*, 39 (1977), 598.
D. J. Horen et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 1344.
- [3] J. D. Vergados, *Phys. Lett.*, 36 B (1971), 12.
P. Ring. and J. Speth, *Phys. Lett.* 44B (1973), 477.
J. Speth et al., *Phys. Reports*, 33C (1977), 129.
J. S. Dehesa et al., *Phys. Rev. Lett.*, 38 (1977), 208.
- [4] 傅德基、方宝, 高能物理与核物理, 2(1978), 265.
- [5] J. Lichtenstadt et al., *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978), 1127.
- [6] G. E. Brown et al., *Comments Nucl. Part. Phys.* 9 (1980), 79.

EFFECT OF MULTIPOLE VIBRATION ON $M1$ TRANSITION OF 1^+ STATES IN ^{208}Pb

CAI YAN-HUANG FU DE-JI XIA KE-DING

(Shanghai Institute of Nuclear Research)

XU GONG-OU

(Lanzhou University)

ABSTRACT

In this paper, the generate coordinator method (GCM) is applied to study the effect of multipole vibration on $M1$ transition of 1^+ states in ^{208}Pb . The calculation shows that the coupling between 3^- collective state and $(1p1h)$ gives much more effect than the coupling effect of 2^+ state with $(1p1h)$.