

自旋巨共振和核实极化效应

张锡珍

(中国科学院原子能研究所)

摘 要

对于自旋巨偶极共振,本文考虑了核场 $(Y_0\sigma_1)_{1\nu}$ 和 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 之间的耦合项的影响,这种耦合形式可以从张量算符给出. 对于 $\lambda \geq 2$ 的自旋巨共振,本文考虑了核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 的影响.

一、引 言

近年来在实验上对自旋巨共振的研究引起了人们广泛的兴趣^[1-10]. 这一问题的基本困难是对引起自旋巨共振的剩余二体相互作用了解的还不多. 在[1-4]中用简单的核场 $(Y_0\sigma_1)_{1\nu}$ 对原子核 ^{208}Pb 的 1^+ 态及其附近奇 A 核 ($^{208}\text{Pb} \pm 1$) 的 $M1$ 跃迁进行了计算,并用符合实验给出的 g 因子的方法初步定出了与这种核场相连系的耦合常数 $K_0^{(1)} = 4\pi \frac{25}{A}$ (MeV). 在文献[5]中,从 $K_0^{(1)}$ 出发,用类似于 Bohr 和 Mottelson 得到原子核表面振动的耦合常数的方法,给出了与导致原子核自旋巨多极共振的核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 相连系的耦合常数并对 $\lambda \geq 2$ 的自旋巨多极共振及有效 g 因子进行了讨论. 在文献[6]中,对于 ^{208}Pb 的 1^+ 态及核实极化效应,作者除了考虑简单的核场 $(Y_0\sigma_1)_{1\nu}$ 之外,同时考虑了核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 的贡献. 文献[6]的计算结果表明,为了符合现有的 $M1$ 跃迁的实验数据文献[7],张量力所给出的将这两种核场耦合起来的项对于 1^+ 态及核实极化效应可能有重要的影响. 本文在[6]的基础上,首先讨论这种来自张量力的耦合项对核实极化的影响,然后从文献[6]中定出的与核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 相连系的耦合常数 $K_2^{(1)}$ 出发,给出与多极 ($\lambda \geq 2$) 核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 相连系的耦合常数,并对这种场对自旋巨多极共振及核实极化的影响进行讨论.

因对于引起自旋巨多极共振的同位旋标量 (isoscalar) 核场的耦合常数我们了解的更少,同时[5-6]的计算结果表明,同位旋标量核场的加入并不明显改变同位旋矢量 (isovector) 核场单独作用所得的结论,所以本文将只讨论同位旋矢量模式 (isovector mode) 的自旋巨共振. 另外与[6]中一样,在无特殊说明时我们取 $\frac{\hbar}{M\omega_0} \sim 5.95\text{fm}^2$ 为单位.

二、原子核 ^{208}Pb 的 1^+ 态及其核实极化效应

对于自旋巨偶极共振,在考虑了张量力所给出的贡献时二体相互作用的一般形式是

$$\begin{aligned} V_{int} = & K_0^{(D)} \tau_z(1) \tau_z(2) \{ [Y_0(1) \sigma_1(1)]_1 [Y_0(2) \sigma_1(2)]_1 \}_0 \\ & + K_2^{(D)} \tau_z(1) \tau_z(2) \{ r_1^2 [Y_2(1) \sigma_1(1)]_1 r_2^2 [Y_2(2) \sigma_1(2)]_1 \}_0 \\ & + K_{12} \tau_z(1) \tau_z(2) \{ ([Y_0(1) \sigma_1(1)]_1 r_2^2 [Y_2(2) \sigma_1(2)]_1 \}_0 \\ & + \{ r_1^2 [Y_2(1) \sigma_1(1)]_1 [Y_0(2) \sigma_1(2)]_1 \}_0 \end{aligned} \quad (1)$$

与在[6]中一样, $K_0^{(D)} = 4\pi \frac{25}{A} (\text{MeV})$, $K_2^{(D)} = \frac{K_0^{(D)}}{\langle r^4 \rangle}$, 而对于张量力所给出的耦合常数

K_{12} , 我们取为可调参数.

在完成 RPA 计算时, 单粒子能级用下述方法给出: 对于费米表面上下各一个主壳(分别对质子和中子)单粒子能级取实验值, 对于其他的能级用标准的球形谐振子参数[9]给出, 然后作一调整, 使得各大壳之间的平均间格为 $\hbar\omega$. 因在原子核 ^{208}Pb 中, 中子数多于质子数, 为了保证原子核对质子和中子有相同的平均半径, 球形谐振子的频率对中子和质子取不同的值

$$\omega_n = \omega \left(1 + \frac{1}{3} \frac{N-Z}{A} \right), \quad \omega_p = \omega \left(1 - \frac{1}{3} \frac{N-Z}{A} \right).$$

图1((a), (b), (c)) 给出核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 在单粒子空间和对于各种声子态的强度函数(在[6]中, 由于一条能级取错, 所以给出的 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 在单粒子空间的强度函数有错, 但[6]中的主要结论不受影响). 比较图1的 (a), (b), (c) 可以看出, 与 $K_2^{(D)}$ 相联系的核场的主要影响是将低频段 ($\sim 1\hbar\omega$) 的强度函数减弱, $K_2^{(D)}$ 越大, 这种效应越强, 而与 K_{12} 相联系的耦合项的影响是抵销这种效应(当 K_{12} 和 $K_2^{(D)}$ 反号时. 通过对张量力的分析确实给出 K_{12} 和 $K_2^{(D)}$ 反号). 核实极化效应的计算结果表明, K_{12} 项与 $K_2^{(D)}$ 项一样[6], 对于低频模式影响很小, 与[6]中一样, 在静态近似之下我们可以引入有效磁矩算符

$$m^{(\nu)} = g_{s,\text{eff}} s_{1\nu} + g_{l,\text{eff}} l_{1\nu} + g_p r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu} \quad (2)$$

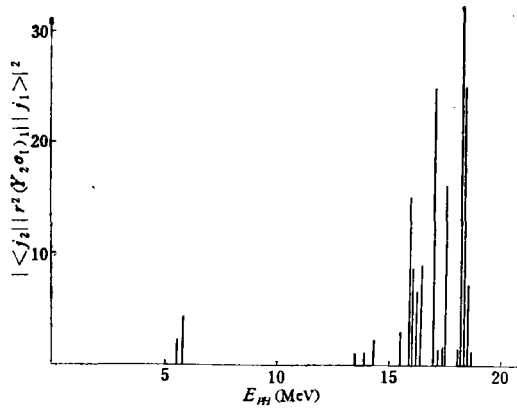
K_{12} 项对于 $g_{s,\text{eff}}$ 的影响可以忽略, 其主要影响是将 $|g_p|$ 值减小(当 K_{12} 与 $K_2^{(D)}$ 反号时). 计算结果给出, 当 $K_{12} = -0.12$ 时得到 $|g_p| \sim 0.05$, 与实验值[7]相一致. 从上面的讨论可以看到, 我们所采用的 $K_0 = 4\pi \frac{25}{A} (\text{MeV})$ 及由相互作用的短程性得到的 $K_2^{(D)} = K_0^{(D)} \langle r^4 \rangle$ 是合理的, [6]中所得到的与实验值的矛盾可以由张量力所给出的耦合项来消除.

三、自旋巨多极共振

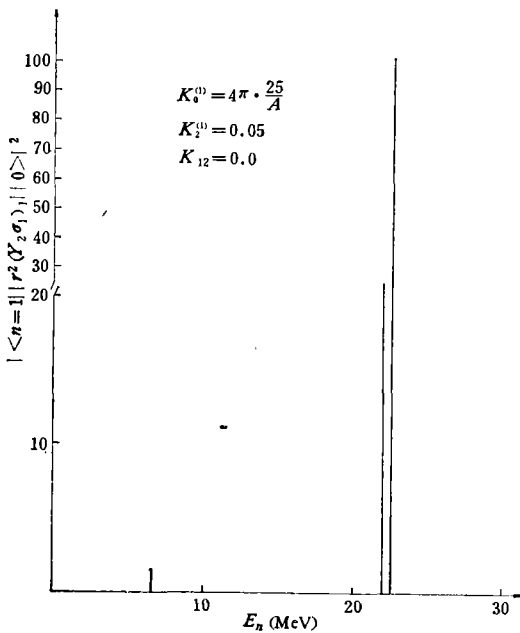
对于 $\lambda \geq 2$ 的自旋巨共振的二体相互作用的一般形式取为

$$\begin{aligned} V_{int} = & K_0^{(\lambda)} \tau_z(1) \tau_z(2) \{ r_1^{\lambda-1} [Y_{\lambda-1}(1) \sigma_1(1)]_{\lambda} r_2^{\lambda-1} [Y_{\lambda-1}(2) \sigma_1(2)]_{\lambda} \}_0 \\ & + K_2^{(\lambda)} \tau_z(1) \tau_z(2) \{ r_1^{\lambda+1} [Y_{\lambda+1}(1) \sigma_1(1)]_{\lambda} r_2^{\lambda+1} [Y_{\lambda+1}(2) \sigma_1(2)]_{\lambda} \}_0. \end{aligned} \quad (3)$$

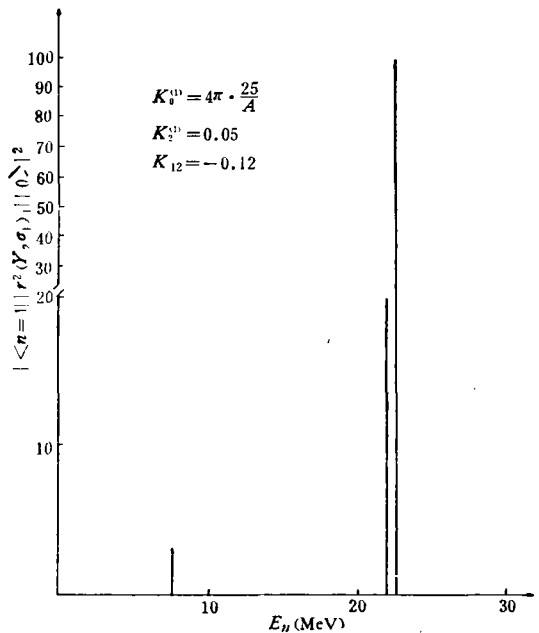
当 $\lambda \geq 2$ 时, 张量力算符给不出这两种核场的耦合. 如果假定密度的改变与场的改变相



(a) 核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1v}$ 在单粒子空间的强度函数



(b) 核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1v}$ 对声子态的强度函数 ($K_{12} = 0$)



(c) 核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1v}$ 对声子态的强度函数 ($K_{12} \neq 0$)

图 1

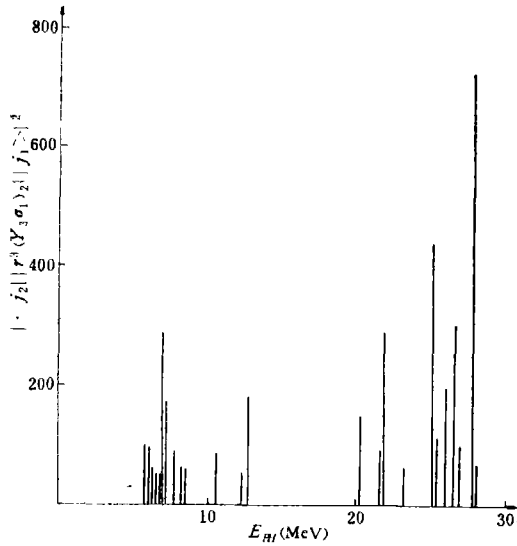
自洽, 则可以得到

$K_0^{(\lambda)} = K_0^{(1)} / \langle r^{2\lambda-2} \rangle$, $K_2^{(\lambda)} = K_2^{(1)} \langle r^4 \rangle / \langle r^{2\lambda+2} \rangle$, 即由上节给出的 $K_0^{(1)}$, $K_2^{(1)}$, 可以得到 $\lambda \geq 2$ 时与这两种核场相联系的耦合常数。

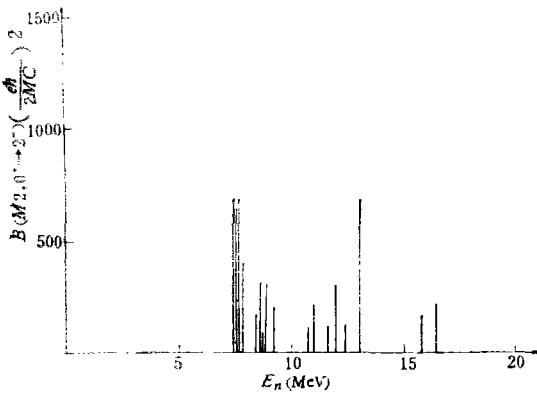
运用二体相互作用(3), 对 $\lambda = 2, 4$ 进行了 RPA 及核实极化的计算。

图 2(a), (b), (c) 给出核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{2v}$ 在单粒子空间的强度函数及 RPA 计算所给出的声子态的 M2 跃迁的强度函数 $B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-)$ 。

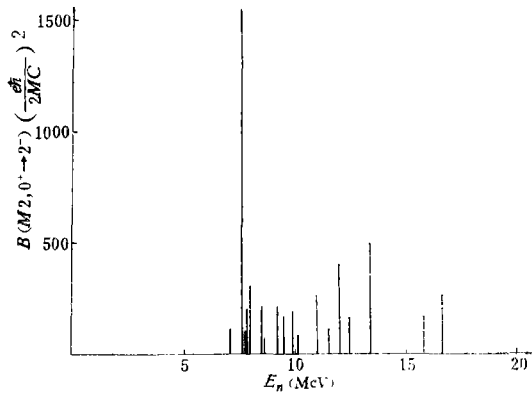
比较图 1(a) 与图 2(a) 可以看出, 对于 $\lambda = 1$, 核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda v}$ 在单粒子空间的强度函数主要集中在高频部分, 而对于 $\lambda = 2$, 这种强度函数在低频处 ($\sim 1\hbar\omega$) 有很大的成分, 而由于核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda v}$ 在单粒子空间的强度函数主要集中在低频处 (对于 $\lambda = 1, 2$); 所以我们预期, 核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda v}$ 对于核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda v}$ 的影响在 $\lambda = 1$ 和



(a) 核场 $r^3(Y_3\sigma_1)_{2v}$ 在单粒子空间的强度函数



(b) 声子态的 M2 跃迁强度 ($K_1^{(2)} = 0$)



(c) 声子态的 M2 跃迁强度 ($K_1^{(2)} \approx 0$)

图 2

$\lambda = 2$ 时所表现的形式会有所不同。实际计算表明, 对于 $\lambda = 1^{[6]}$, $r^2(Y_2\sigma_1)_{1v}$ 的影响是给出一个高频模式, 在有效磁矩算符(3)中给出 g_p 次, 而对于低频模式及有效 g 因子几乎无所影响, 核场 $r^3(Y_3\sigma_1)_{2v}$ 对有效磁跃迁算符中类似于 g_p 项的贡献可以忽略, 其主要影响是通过对核场 $r(Y_1\sigma_1)_{2v}$ 的耦合对 $g_{s, \text{eff}}$ 给出相当的影响。

在 ^{208}Pb 中仅有的 $(15/2^- \rightarrow 11^+/2)M2$ 跃迁实验数据给出 $g_{s, \text{eff}}/g_{s, \text{free}} \approx 0.42^{[8]}$, 我们的计算值是对 $K_1^{(2)} = 0$, $g_{s, \text{eff}}/g_{s, \text{free}} \approx 0.39$, 当 $K_1^{(2)}$ 取所得到的值时 ($K_1^{(2)} = K_1^{(3)} \langle r^4 \rangle / \langle r^6 \rangle$), $g_{s, \text{eff}}/g_{s, \text{free}} \approx 0.45$, 与实验值是可相比的。

比较图 2(b) 和图 2(c) 可以看到, $K_1^{(2)} \approx 0$ 时又一有趣的特点是在低频处 (7.6 MeV) 给出一个很强的峰 ($B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-) = 9600 \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \text{fm}^2$), 这几乎与 Speth^[10] 用与密度有关的相互作用所预言的峰相一致 (他在 7.5 MeV 处给出一个 $B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-) = 11000 \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \text{fm}^2$ 的峰)。如 $K_1^{(2)} = 0$, 则只能在 7MeV 左右得到几个强度相差不多的峰

而得不到一个很强的峰(见[5]和图2(b)),所以很可能我们所采用的二体相互作用形式抓住了 sp_{eth} 的与密度有关的相互作用的主要部分。目前仅有的 $M2$ 跃迁强度的实验数据^[11](在 7.08 MeV 处 $B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-) = 3195 \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \text{fm}^2$ 和在 7.4 MeV 处 $B(M2, 0^+ \rightarrow 2^-) = 4685 \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \text{fm}^2$) 所给出的跃迁强度只是我们计算所给出的 7—8 MeV 间隔内跃迁强度的 70%。

对于 $\lambda = 4$, 我们进行了类似的计算,对于 $K_2^{(4)} = 0$ 和 $K_2^{(4)} = K_2^{(1)}\langle r^4 \rangle / \langle r^{10} \rangle$, RPA 计算在 7.2 MeV 处都给出一个很强的峰,带有 $B(M4, 0^+ \rightarrow 4^-) = 3 \times 10^7 \left(\frac{e\hbar}{2MC}\right)^2 \text{fm}^6$, 而主要的 $M4$ 强度分部在高频部分。核实极化效应计算表明,与 $\lambda = 2$ 时一样,核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 对于有效磁跃迁算符中类似于 g_p 项的贡献可以忽略,其主要影响是通过对核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 的耦合而影响 $g_{s,\text{eff}}$ 。对于原子核 ^{207}Pb 的 ($i_{13/2} \rightarrow f_{7/2}$) $M4$ 跃迁, $K_2^{(4)} = 0$ 给出 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} = 0.29$, $K_2^{(4)} = K_2^{(1)}\langle r^4 \rangle / \langle r^{10} \rangle$ 给出 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} = 0.41$ 与由实验值定出的 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} \approx 0.41$ 一致。对于原子核 ^{207}Tl 的 ($h_{11/2} \rightarrow d_{3/2}$) $M4$ 跃迁, $K_2^{(4)} = 0$ 给出 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} = 0.43$, $K_2^{(4)} = K_2^{(1)}\langle r^4 \rangle / \langle r^{10} \rangle$ 给出 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} = 0.50$, 与实验值给出的 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}} \approx 0.44$ 可比拟。

四、结论和讨论

通过我们的讨论可以看到,核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 对自旋巨共振有重要影响,对于 $\lambda = 1$ 的自旋巨偶极共振,核场 $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ 的影响主要表现为在有效磁矩算符中引入 g_p 项。对于 $\lambda \geq 2$ 的自旋巨多极共振,这种核场的影响主要通过对核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 的耦合而使 $g_{s,\text{eff}}/g_{s,\text{free}}$ 增加,即使核实极化效应减弱,而对 g_p 项的贡献可以忽略。所以核场 $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 的影响不能用在有效磁跃迁算符中引入 g_p 项来考虑。对于与核场 $r^{\lambda-1}(Y_{\lambda-1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$, $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{\lambda\nu}$ 相连系的耦合常数 $K_0^{(\lambda)}$ 和 $K_2^{(\lambda)}$, 由关系式

$$K_0^{(\lambda)} = K_0^{(1)} / \langle r^{2\lambda-2} \rangle, \quad K_2^{(\lambda)} = K_2^{(1)} \frac{\langle r^4 \rangle}{\langle r^{2\lambda+2} \rangle},$$

$$K_0^{(1)} = 4\pi \frac{25}{A} \quad \text{及} \quad K_2^{(1)} = K_0^{(1)} / \langle r^4 \rangle$$

所给出的估计看来是合理的,与现有的实验数据不发生矛盾。当然我们的估算是初步的,因自旋巨共振(特别是 $\lambda \geq 2$ 的自旋巨多极共振)方面实验数据有限,特别是对同位旋标量模式的耦合常数目前几乎无所了解,所以与这些核场相连系的耦合常数的更精确的估算有待于今后更新的实验数据。

作者对在本文完成的过程中金星南同志、李祝霞同志所给的帮助表示感谢。

参 考 文 献

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, Nuclear Structure., Vol. II, Benjamin, New York, 1975.
- [2] Pro. Inter. Conf. on Nuclear moments and Nuclear Structure, 1972, Osaka, Japan.
- [3] R. J. Holt and H. E. Jackson, *Phys. Rev. Lett.*, **36** (1976), 244.
- [4] B. R. Mottelson, Lecture given at the Inter, School of Physics "Enrico Fermi", Varenna, 1976.
- [5] B. Castel and I. Hamamoto, *Phys. Lett.*, **65B** (1976), 27.
- [6] Hsi-chen Chang, *Phys. Lett.*, **69B** (1977), 272.
- [7] I. Hamamoto, *Phys. Lett.*, **61B** (1976), 343.
- [8] C. Ellegaard et al., *Nucl. Phys.*, **A129** (1969), 113.
- [9] S. G. Nilsson et al., *Nucl. Phys.*, **A131** (1969), 1.
- [10] R. Ring and J. Speth, *Phys. Lett.*, **44B** (1973), 477.
- [11] R. A. Lindgren et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35** (1975), 1423.

SPIN GAIN RESONANCE AND CORE POLARIZATION EFFECTS

ZHANG XI-ZHEN

(Institute of Atomic Energy, Academia Sinica)

ABSTRACT

The effects of the coupling term between field $(Y_0\sigma_1)_{1\nu}$ and $r^2(Y_2\sigma_1)_{1\nu}$ coming from tensor operator are discussed for the spin gain dipole resonance. The effects of including the field $r^{\lambda+1}(Y_{\lambda+1}\sigma_1)_{1\nu}$ on the spin gain multipole resonance and core polarization are considered.