

微观 IBM2 的内禀凝聚态方法 与 ^{168}Er 转动能谱的计算

邓卫真

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)*

杨泽森

(北京大学物理系 100871)

摘 要

本文采用内禀凝聚态方法, 取消 IBM2 中通常采用的最大 F 旋截断近似, 对变形核, 用内禀凝聚态及其内禀激发来描述低能集体转动态。按照这种理论方法计算了 ^{168}Er 的低能转动能谱。结果表明, 对于激发带, 最大 F 旋截断近似很不好。对中子玻色子和质子玻色子的内禀激发是分别进行的。

一、引 言

变形核的特点是能谱具有转动带的结构, 带内有很强的电磁跃迁。对其进行 IBM 描述时, 由于价中子与价质子同时存在, 从微观上, 应该将它们形成的核子对(中子对和质子对)加以区别, 因而采用 IBM2 模型。

过去在 IBM2 方面的工作大多是通过最大 F 旋截断近似重新回到不区分中子对与质子对的 IBM1 模型^[1]。最大 F 旋态也就是中子玻色子与质子玻色子交换全对称态, 最大 F 旋截断实际上是人为地将中子玻色子与质子玻色子加以混同。从微观上看, 价中子与价质子能级以及有效相互作用具有明显的不同, 因此, 采用最大 F 旋截断是需要斟酌的。

本文从 IBM 的微观玻色子展开理论出发^[2], 采用内禀凝聚态方法, 取消最大 F 旋截断, 直接研究 IBM2, 并对 ^{168}Er 核进行计算。

二、微观 IBM2 内禀凝聚态方法

变形核的转动带可以认为是内禀态的转动。由于存在对关联, 偶偶核内禀基态可设为粒子数守恒的 BCS 波函数。若体系具有轴对称, 则内禀基态可写为^[3]

$$|\psi\rangle \propto (A_n^\dagger)^{N_n} (A_p^\dagger)^{N_p} |0\rangle, \quad (1)$$

本文 1990 年 11 月 14 日收到, 1991 年 6 月 12 日收到修改稿。

* 现地址: 北京大学物理系。

N_n, N_p 分别为价中子对和价质子对数,

$$A_\sigma^+ = \sum_{\mu>0} (v_\mu/u_\mu) a_\mu^{(\sigma)+} a_{\bar{\mu}}^{(\sigma)+}, \quad (\sigma = n, p) \quad (2)$$

μ 为 Nilsson 能级, $\bar{\mu}$ 为 μ 的时间反演, v_μ, u_μ 为 BCS 参数.

根据 IBM 的微观玻色子展开途径以及 MJS 代换, 可以在 IBM2 空间引入以下凝聚态作为对应的玻色子内禀基态^[4]

$$|g\rangle = (N_n! N_p!)^{-\frac{1}{2}} (b_n^+)^{N_n} (b_p^+)^{N_p} |0\rangle, \quad (3)$$

其中

$$b_\sigma^+ = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_\sigma^2}} (s_\sigma^+ + \beta_\sigma d_{0\sigma}^+), \quad (\sigma = n, p) \quad (4)$$

β_n, β_p 为变形参数, 由如下变分方程决定

$$\begin{cases} \delta E = 0 \\ E = (g|H|g), \end{cases} \quad (5)$$

H 即 IBM2 哈密顿量.

变形核的低能集体转动激发带可认为是由内禀激发造成. 设费米子基本内禀激发为

$$F^{(\sigma)} = \sum_{\alpha\beta} C_{\alpha\beta} C_{\alpha}^{(\sigma)+} a_{\beta}^{(\sigma)}, \quad (\sigma = n, p) \quad (6)$$

按照 IBM 玻色子展开途径和 MJS 代换, IBM2 的基本内禀激发也应为单体算符, 具体为

i) β 激发 $b_\sigma'^+ b_\sigma (\sigma = n, p)$, 其中

$$b_\sigma'^+ = \frac{1}{\sqrt{1 + \beta_\sigma^2}} (d_{0\sigma}^+ - \beta_\sigma s_\sigma^+), \quad (7)$$

ii) γ 激发 $d_{2\sigma}^+ b_\sigma (\sigma = n, p)$.

我们仅研究低能集体态, 下面只考虑 β, γ 单声子激发, 它们是

i) 中子玻色子 β 激发态

$$|\beta^{(n)}\rangle = [(N_n - 1)! N_p!]^{-\frac{1}{2}} (b_n^+)^{N_n - 1} b_n'^+ (b_p^+)^{N_p} |0\rangle, \quad (8)$$

ii) 质子玻色子 β 激发态

$$|\beta^{(p)}\rangle = [N_n! (N_p - 1)!]^{-\frac{1}{2}} (b_n^+)^{N_n} (b_p^+)^{N_p - 1} b_p'^+ |0\rangle, \quad (9)$$

iii) 中子玻色子 γ 激发态

$$|\gamma^{(n)}\rangle = [(N_n - 1)! N_p!]^{-\frac{1}{2}} (b_n^+)^{N_n - 1} d_{2n}^+ (b_p^+)^{N_p} |0\rangle, \quad (10)$$

iv) 质子玻色子 γ 激发态

$$|\gamma^{(p)}\rangle = [N_n! (N_p - 1)!]^{-\frac{1}{2}} (b_n^+)^{N_n} (b_p^+)^{N_p - 1} d_{2p}^+ |0\rangle. \quad (11)$$

采用角动量投影的方法, 即可由内禀态 $|g\rangle, |\beta^{(\sigma)}\rangle$ 和 $|\gamma^{(\sigma)}\rangle$ 得到具有确定角动量的态 $|g, \text{IM}\rangle, |\beta^{(\sigma)}, \text{IM}\rangle$ 和 $|\gamma^{(\sigma)}, \text{IM}\rangle$. 这些态张成 IBM2 的一个很小的子空间. 从物理上看, 低能集体态应该位于此空间中. 我们在这个很小的态空间中, 对角化 IBM2 哈密顿量, 即可得到能量和本征态矢.

三、 ^{168}Er 数值计算

^{168}Er 核的低能集体能谱实验数据是偶偶转动核中最完整的^[5]。我们首先研究 ^{168}Er ，其壳模型单粒子能级见表 1，有效相互作用仍保留以前的选择，有效相互作用强度参数见表 2。

表 1 ^{168}Er 价核子单粒子能量 (单位: MeV)

中子	$3p \frac{1}{2}$	$2f \frac{5}{2}$	$3p \frac{3}{2}$	$1i \frac{13}{2}$	$1h \frac{9}{2}$	$2f \frac{7}{2}$
	8.30	7.30	6.65	5.00	4.15	4.00
质子	$3s \frac{1}{2}$	$2d \frac{3}{2}$	$1h \frac{11}{2}$	$2d \frac{5}{2}$	$1g \frac{7}{2}$	—
	7.30	6.33	5.60	4.70	4.00	—

表 2 ^{168}Er 有效相互作用强度参数 (单位: MeV)

g_n	G'_n	K'_n	g_p	G'_p	K'_p	K'_{np}
0.034	0.043	0.0	0.030	0.045	0.0	0.008

在 ^{168}Er 的 IBM2 描述中,它具有 9 个中子玻色子和 7 个质子空穴型玻色子。根据玻色子展开途径所确定的 IBM2 哈密顿量参数见表 3。这里中子玻色子与质子玻色子相互

表 3 ^{168}Er IBM2 参数 (单位: MeV)

	c_0	c_2	c_4	v_1	v_2
中子	-0.138	-0.046	-0.049	-0.078	-0.011
质子	-0.238	-0.108	-0.150	-0.129	-0.106
	v_3	v_4	T_2	T_4	$E_d - E_s$
中子	-0.047	-0.082	5.00	0.02	0.442
质子	-0.106	-0.177	4.52	-0.89	0.636

作用部分 h_{np} 取为如下形式

$$h_{np} = -K_{np} Q_2^{(n)} \cdot Q_2^{(p)}, \quad (12)$$

$$Q_{2\mu}^{(\sigma)} = T_2^{(\sigma)} (d_{\mu\sigma}^+ s_{\sigma} + s_{\sigma}^+ d_{\mu\sigma}) / \sqrt{5} + \sqrt{5} T_4^{(\sigma)} (d_{\sigma}^+ d_{\sigma}^+)_{2\mu}. \quad (13)$$

图 1 是 ^{168}Er 能级实验与理论计算比较。 $K^{\pi} = 0_1^+, 0_2^+, 2_1^+$ 带即通常所说 g, β, γ 带, 它们的理论计算值与实验符合得相当好。 $K^{\pi} = 0_3^+, 2_2^+$ 激发带也符合得可以。

我们还近似计算了 ^{168}Er 核的 E2 电磁跃迁,这对波函数是一个很好的检验。IBM2 的 E2 跃迁算符为

$$T_{2\mu} = e_n Q_{2\mu}^{(n)} + e_p Q_{2\mu}^{(p)}, \quad (14)$$

其中 e_n, e_p 为中子、质子有效电荷, 取为

$$e_n/e_p = 0.57/0.82, \quad (15)$$

计算结果符合很好 (见表 4)。

下面, 我们来考察最大 F 旋截断近似的有效性。若最大 F 旋截断近似成立, 则波函数应具有中子玻色子与质子玻色子交换对称性。即

$$\beta_n = \beta_p, \quad (16)$$

对于基态则必须

$$|0_1^+, IM\rangle_F = |g, IM\rangle. \quad (17)$$

激发带则是由中子玻色子型与质子玻色子型激发均匀混合构成

$$|0_2^+, IM\rangle_F = \sqrt{\frac{N_n}{N_n + N_p}} |\beta^{(n)}, IM\rangle + \sqrt{\frac{N_p}{N_n + N_p}} |\beta^{(p)}, IM\rangle, \quad (18)$$

$$|2_1^+, IM\rangle_F = \sqrt{\frac{N_n}{N_n + N_p}} |\gamma^{(n)}, IM\rangle + \sqrt{\frac{N_p}{N_n + N_p}} |\gamma^{(p)}, IM\rangle. \quad (19)$$

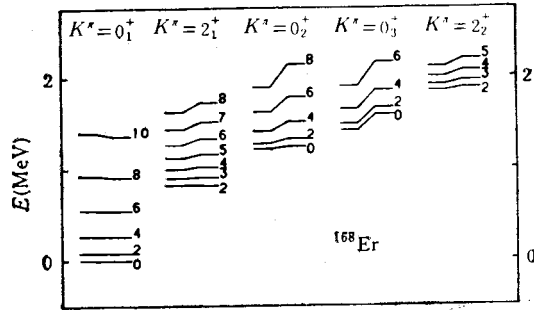


图 1 ^{168}Er 能级图
左边为实验值, 右边为理论计算值

表 4 ^{168}Er 电磁跃迁分支比理论计算值与实验值比较

初态 $I_i K_i^\pi$	末态 $I_f K_f^\pi$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ (相对值)		初态 $I_i K_i^\pi$	末态 $I_f K_f^\pi$	$B(E2; I_i \rightarrow I_f)$ (相对值)	
		EXP.	CAL.			EXP.	CAL.
2 2_1^+	0 0_1^+	54.	38.	0 0_2^+	2 0_1^+	≈ 5.5	5.5
	2 0_1^+	100.	100.		2 2_1^+	<28.	7.0
	4 0_1^+	6.8	11.		0 0_2^+	0.23	0.38
3 2_1^+	2 0_1^+	2.6	2.4	2 0_2^+	4 0_1^+	1.4	5.8
	4 0_1^+	1.7	3.0		2 2_1^+	4.0	2.2
	2 2_1^+	100.	100.		3 2_1^+	≈ 4.9	4.9
4 2_1^+	2 0_1^+	1.6	0.67	4 0_2^+	2 0_1^+	0.02	0.002
	4 0_1^+	8.1	13.		6 0_1^+	0.11	0.55
	6 2_1^+	1.1	3.0		2 2_1^+	0.03	0.02
	2 0_1^+	100.	100.		3 2_1^+	0.35	0.15
5 2_1^+	4 0_1^+	2.9	2.3	5 2_1^+	4 2_1^+	0.52	0.42
	6 0_1^+	3.6	8.1		5 2_1^+	0.19	0.46
	3 2_1^+	100.	100.		2 0_2^+	100.	100.
	4 2_1^+	122.	98.		6 0_2^+	4 0_1^+	0.02
6 2_1^+	4 0_1^+	0.44	0.01	8 0_1^+		0.07	0.50
	6 0_1^+	3.8	6.3	4 2_1^+		0.11	0.10
	8 0_1^+	1.4	2.1	5 2_1^+		0.32	0.34
	4 2_1^+	100.	100.	6 2_1^+		0.93	0.46
	5 2_1^+	69.	55.	4 0_2^+	100.	100.	

$|0_2^+, IM\rangle$ 和 $|2_2^+, IM\rangle$ 则为双声子激发态。

计算所得中子变形参数和质子变形参数如下

$$\beta_n = 0.74, \quad \beta_p = 0.95, \quad (20)$$

近似有 $\beta_n \approx \beta_p$ 。表5为各带头波函数。我们看到,对于基带,最大 F 旋截断近似成立。而 β, γ 带($K^\pi = 0_2^+, 2_2^+$)波函数几乎是纯中子玻色子 β, γ 激发,不再是最大 F 旋态,而是最大 F 旋态与次大 F 旋态的混合(几率约各为50%)。 $K^\pi = 0_2^+, 2_2^+$ 带是质子玻色子 β, γ 激发的单声子激发态,也为最大 F 旋态与次大 F 旋态的1:1混合态,而不是中子玻色子与质子玻色子双声子激发全对称态。所以最大 F 旋截断对激发带不成立。

这时如果按文献[6]中那样投影出最大 F 旋态,用最大 F 旋态(18)、(19)作为 β, γ 态近似波函数,由于 $|\beta^{(\sigma)}, IM\rangle$ 和 $|\gamma^{(\sigma)}, IM\rangle$ 近似为本征波函数,其本征值为 $E_{\sigma\beta IM}$ 或 $E_{\sigma\gamma IM}$,则最大 F 旋投影波函数能量平均值分别为

$$E_{F\beta IM} \approx \frac{N_n}{N_n + N_p} E_{n\beta IM} + \frac{N_p}{N_n + N_p} E_{p\beta IM}, \quad (21)$$

$$E_{F\gamma IM} = \frac{N_n}{N_n + N_p} E_{n\gamma IM} + \frac{N_p}{N_n + N_p} E_{p\gamma IM}. \quad (22)$$

虽然对于 β 激发带,由于

$$E_{n\beta IM} \approx E_{p\beta IM}, \quad (23)$$

有

$$E_{F\beta IM} \approx E_{n\beta IM}, \quad (24)$$

用最大 F 旋投影态也可近似求出 β 带能量。但对于 γ 带, $E_{n\gamma IM}$ 与 $E_{p\gamma IM}$ 相差很大,如带头

$$E_{n\gamma 2\mu} = 0.8\text{MeV}, \quad E_{p\gamma 2\mu} = 1.8\text{MeV}, \quad (25)$$

我们有

$$E_{F\gamma 2\mu} \approx 1.3\text{MeV}. \quad (26)$$

所以,对于较低激发带(如 γ 带),用最大 F 旋截断方法,即使求能量,也不总是成立。一般必须考虑其它 F 旋态即非对角矩阵元的贡献。

可以看到,各个激发带或者是中子玻色子内禀激发,或者是质子玻色子内禀激发,我们把这种激发方法称为中子、质子玻色子分别激发机制。由此,可以不使用 F 旋的方法,而用凝聚态及其中子、质子玻色子的分别内禀激发来描述变形核低能集体转动态。

表5 ^{168}Er 带头波函数

$ 0_2^+, 00\rangle = g, 00\rangle + 0.06 \beta^{(n)}, 00\rangle + 0.07 \beta^{(p)}, 00\rangle$
$ 0_2^+, 00\rangle = 0.17 g, 00\rangle + \beta^{(n)}, 00\rangle + 0.08 \beta^{(p)}, 00\rangle$
$ 0_2^+, 00\rangle = 0.11 g, 00\rangle - 0.15 \beta^{(n)}, 00\rangle + \beta^{(p)}, 00\rangle$
$ 2_2^+, 2\mu\rangle = -0.03 g, 2\mu\rangle - 0.01 \beta^{(n)}, 2\mu\rangle + \gamma^{(n)}, 2\mu\rangle + 0.08 \gamma^{(p)}, 2\mu\rangle$
$ 2_2^+, 2\mu\rangle = -0.02 g, 2\mu\rangle + 0.03 \beta^{(n)}, 2\mu\rangle - 0.02 \beta^{(p)}, 2\mu\rangle - 0.11 \gamma^{(n)}, 2\mu\rangle + \gamma^{(p)}, 2\mu\rangle$

四、小 结

本文研究了在微观 IBM2 模型中,取消最大 F 旋截断的方法。在不作这种截断的情

况下,发展了内禀凝聚态方法,并对 ^{168}Er 核能谱作了数值计算,得到了与实验相符的结果。总的说来采用我们的波函数也能够解释电磁跃迁。

关于最大 F 旋截断近似,我们得出:对于基带,最大 F 旋截断近似是较好的;但对于激发带,最大 F 旋截断不再成立,结果导致一种中子玻色子、质子玻色子分别激发机制。这样的看法与目前一些唯象研究中所采用的观点有明显的差别。当然,这还需要更广泛的理论工作和实验做进一步研究。

参 考 文 献

- [1] T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello and I. Talmi, *Phys. Lett.*, **66B**(1977), 205.
- [2] Yang Zesen, Liu Yong and Qi Hui, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 297c;
杨泽森,高能物理与核物理,**9**(1985),341.
- [3] T. Otsuka, A. Arima and N. Yoshinaga, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 387.
- [4] Yang Zesen, Qi Hui, Yiu Yong and Deng Weizhen, International Symposium on Particle and Nuclear Physics, 1985(Beijing).
- [5] W. F. Davidson, D. D. Warner, R. F. Casten, et al., *J. Phys.*, **G7**(1981), 455; D. D. Warner, R. F. Casten and W. F. Davidson, *Phys. Rev.*, **24**(1981), 1713.
- [6] A. Novoselsky and I. Talmi, *Phys. Lett.*, **160B**(1985), 13.

Intrinsic Condensate Method for Microscopic IBM2 and Calculation of ^{168}Er Spectrum

DENG WEIZHEN

(Institute of High Energy Physics, Beijing 100039)

YANG ZESEN

(Department of Physics, Peking University, Beijing 100871)

ABSTRACT

By the intrinsic condensate method, an attemption is made to cancel the maximum F -spin truncation approximation usually adopted in IBM2. In the region of deformed nuclei, the intrinsic condensate and its intrinsic excitations are used to describe the low-lying collective rotational states. Using this method, the low-lying spectrum of ^{168}Er are calculated. The result show that the maximum F -spin truncation approximation become bad for the excitational bands, and the intrinsic excitations of neutron boson and proton boson are mutual separated.