

动态关联和 ^{110}Cd 的集体态*

狄尧民

(徐州师范大学物理系 徐州 221009)

摘要 提出了动态关联的概念,并用这种关联讨论了 ^{110}Cd 的集体态.同时还考虑了该核素中的g玻色子自由度,并在sdf玻色子的框架下讨论了它的八极态.

关键词 动态关联 集体态 g玻色子自由度 八极态

1 引言

^{110}Cd 一直是令人感兴趣的核素,早先认为它是振动核的典型^[1],相互作用玻色子模型(IBM)出现后即认为它是 $SU(5)$ 极限的典型^[2].后来发现该核素的低集体激发态并非那样简单,它们是由两部分组成^[3-7]:一部分是只有价核子参与的集体运动(称为正常态),而另一部分则包含质子跨 $Z=50$ 闭壳的2粒子2空穴激发(称为闯入态).

在IBM框架下,这两种态可分别用7玻色子态和9玻色子态来描述.两种态之间有混合,通常用哈密顿算符中包含玻色子数不守恒的项来处理.但正常态和闯入态之间的关联也可能存在另一种方式,即哈密顿保持玻色子守恒,而在跃迁算符中包含玻色子数不守恒项.为了区分这两种不同混合方式,这里把第一种称之为静态混合;第二种为动态关联.

数年前,J.Kern等人用 $^{108}\text{Pd}(\alpha, 2n\gamma)$ 反应对 ^{110}Cd 进行深入系统的研究^[7],丰富了 ^{110}Cd 核结构数据,并用静态混合的观点在IBM的框架下对集体态进行了细致的分析.本文的目的是用动态关联的观点来讨论 ^{110}Cd 的集体态,同时还考虑了该核素中的g玻色子自由度,并在sdf玻色子的框架下讨论了它的八极态.

2 能谱

对于动态关联,哈密顿保持玻色子数守恒,正常态和闯入态的能谱可以完全分开考虑.较早期的工作认为 0_3^+ 为闯入态^[4,5],后发现基于 0_2^+ 的带,现一般认为该带为闯入带^[6,7].对于该核素的核结构数据进行仔细的分析,可以发现尽管 0_2^+ 现应划入闯入态,而正常态仍可看作IBM-I $SU(5)$ 极限的典型. $SU(5)$ 极限的能谱公式为^[2]

1997-01-15收稿

*江苏省教委自然科学基金资助

$$E_N = \epsilon_d n_d + \frac{1}{2} \alpha n_d (n_d - 1) + \beta (n_d - \nu) (n_d + \nu + 3) + \gamma [L(L+1) - 6n_d]. \quad (1)$$

根据文献 [7] 的数据, 闯入态只有一个带. 其所以没有将更多的能级划入闯入态, 这不仅是由于能级的位置, 更主要是由于电磁跃迁方面的考虑. 将 2 粒子 2 空穴激发看作准粒子, 用 s' 玻色子来描述, 闯入带可以看作 s' 玻色子与基带的耦合. 相应的哈密顿为

$$H = H_d + \epsilon_{s'} + x [(s' \dagger d^\dagger) (s' \tilde{d})]^{(0)}, \quad (2)$$

其中 H_d 为 s, d 玻色子 $SU(5)$ 极限的哈密顿, $\epsilon_{s'}$ 为 s' 玻色子的单体能量, 第三项为 s' 玻色子与 d 玻色子的相互作用. s' 玻色子与 s 玻色子的相互作用可以被吸收到 $\epsilon_{s'}$ 中. 这样闯入带的能量公式为

$$E_I = E(d^n, L = 2n_d) + \epsilon_{s'} + x n_d, \quad (3)$$

其中第一项为基带中相应能级的能量.

文献 [8] 中讨论了振动核区的 g 玻色子自由度, 并初步推断¹¹⁰Cd 中能量为 2561.3 keV 的 4^+ 态和 3121.6 keV 的 6^+ 态为 Γ 态 (即一个 g 玻色子和 6 个 sd 玻色子组成的态). 现有的实验数据继续支持这一推断. 这里 $4_7^+, 6_7^+$ 态为文献 [9] 中 H 带的一部分, 该带的能级公式为

$$E_I = E(d^n, L_d = 2n_d; g; L = 2n_d + 4) = E(d^n, L_d = 2n_d) + \epsilon_g + C'_g n_d. \quad (4)$$

J. Kern 等人是在 $sdpf$ 玻色子模型的框架下讨论八极态的. 但 p^- 玻色子在这里的物理意义不清楚. 这是因为在¹¹⁰Cd 价中子所在的主壳中, 单粒子能级为 $1g_{7/2}, 2d_{5/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}, 1h_{11/2}$, 正负宇称能级角动量相差至少为 2, 不能形成角动量为 1、宇称为负的核子对. 价质子情况与此类同, 又无其它较为合理的解释 p^- 玻色子存在的物理机制. 因此这里采用 IBM 处理八极态的原来形式, 即用一个 f^- 玻色子与 $N-1$ 个 s, d 玻色子组成的态来描述. 这时八极振动带即为文献 [2] 中的 N 带, 波函数可用

$$|[N]n_d, L_d = 2n_d; f; L = 2n_d + 3\rangle \quad (5)$$

来标记, 能级公式为:

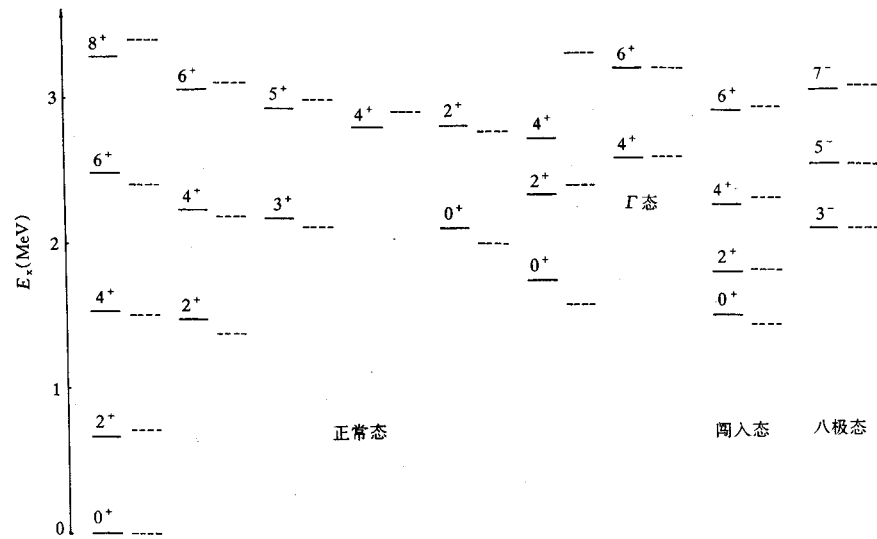
$$E_{\text{oct}} = E(d^n, L_d = 2n_d; f; L = L_d + 3) = E(d^n, L_d = 2n_d) + \epsilon_f + x_f n_d, \quad (6)$$

用这种模式来处理还可以避免实验上没有找到 $sdpf$ 模型中应出现 1^- 能级的困难.

对 1089.5 keV 的 2^+ 能级, 经 A. Giannatiempo 等人^[10] 分析认为它属于混合对称态, 即 F 旋 $F = F_{\text{max}} - 1$ 的态, 本文就不再讨论.

选取 $\epsilon_d = 700$ keV, $\alpha = 20$ keV, $\beta = 25$ keV, $\gamma = 10$ keV, $\epsilon_{s'} = 1400$ keV, $x = -300$ keV, $\epsilon_g = 2561$ keV, $C'_g = -139$ keV, $\epsilon_f = 2080$ keV, $x_f = -260$ keV 进行理论计算, 理论和实验的比较如图 1 所示, 具体数值结果列于表 1 之中. 为了比较, 表中还列出了 J. Kern 等人用 IBM-II 按静态混合模式计算所得的结果.

从图 1、表 1 可以看出, 除 β 带外, 理论和实验符合得都比较好. 从图表中还可以看出, 2561.3 keV 的 4^+ 态在 IBM-I 中无适当的位置, 即使 J. Kern 等人用 IBM-II 进行较细致的计算, $4_4^+ - 4_6^+$ 的理论值对实验值也有系统偏离, 因此将它解释为 Γ 态是合理的.

图1 ^{110}Cd 能谱理论和实验的比较

—— 实验值, ---- 理论值. 实验数据引自文献[7].

表1 ^{110}Cd 能谱理论和实验比较*

(单位: keV)

标 记	I^π	实验值	理论值	误差 Δ	
				本工作	J. Kern等
$0_1^+ = 0_g^+$	0^+	0.0	0	0	0
$2_1^+ = 2_g^+$	2^+	657.8	700	42	16
$0_2^+ = 0_i^+$	0^+	1473.1	1400	-73	-133
2_2^+	2^+	1475.8	1360	-116	-71
$4_1^+ = 4_g^+$	4^+	1542.4	1500	-42	-77
0_3^+	$[0]^+$	1731.4	1550	-181	-168
$2_3^+ = 2_i^+$	2^+	1783.5	1800	16	-117
$2_4^+ = 2_M^+$	$[2^+]$	1809.5			15
0_4^+	0^+	2078.7	1980	-99	49
3_1^+	3^+	2162.8	2100	-63	-23
4_2^+	4^+	2220.1	2180	-40	42
$4_3^+ = 4_i^+$	4^+	2250.5	2300	49	-140
2_5^+	$[2^+]$	2332.1	2390	58	-58
$6_1^+ = 6_g^+$	6^+	2479.9	2400	-80	-154
$4_4^+ = 4_i^+$	4^+	2561.3	2561	0	218
4_5^+	4^+	2707.4	2880	173	201
2_6^+	$[2^+]$	2787.3	2740	-47	-93
4_6^+	4^+	2793.4	3280	387	666
$6_2^+ = 6_i^+$	6^+	2876.8	2900	23	-34
5_1^+	5^+	2926.8	2980	53	32

表1(续)

标 记	I^π	实验值	理论值	误差 Δ	
				本工作	J. Kern等
6_3^+	6^+	3064.2	3100	46	29
$6_4^+ = 6_7^+$	6^+	3121.6	3122	0	—
$8_1^+ = 8_6^+$	8^+	3275.5	3400	124	-19
$8_2^+ = 8_7^+$	8^+	3791.6	3600	192	-26
3_6^-	3^-	2078.8	2080	1	—
5_6^-	5^-	2539.7	2520	-20	—
7_6^-	7^-	3029.1	3060	31	—
9_6^-	9^-	3683.2	3700	17	—

* 实验数据引自文献[7]

3 电磁跃迁

电磁跃迁是原子核的重要特性之一. 电磁跃迁几率对波函数很敏感, 因此它对核模型的检验和评价有重要意义.

设正常态之间和闯入态之间 $E2$ 跃迁算符分别为

$$T(E2) = q_1(d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + q_2(d^\dagger \tilde{d})^{(2)}, \quad (7)$$

$$T'(E2) = q'_1(d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}) + q'_2(d^\dagger \tilde{d})^{(2)}. \quad (8)$$

在 $SU(5)$ 极限下, 如仅考虑 $\Delta n_d = \pm 1$ 之间的跃迁, q_2 和 q'_2 对跃迁几率无贡献.

正常态和闯入态之间的跃迁算符可取为

$$\tilde{T}(E2) = s' [q_1 s^\dagger \tilde{d} + q_2 (d^\dagger \tilde{d})^{(2)} + q_3 d^\dagger s] + \text{h.c.} \quad (9)$$

设正常态和闯入态中的 d 玻色子数分别为 n_d 和 n'_d , 角动量分别为 L 和 L' . 对于从闯入态到正常态的跃迁, 则有

$$(1) \text{ 当 } \Delta n_d = n_d - n'_d = -1, L' = 2n_d + 2, L = 2n_d,$$

$$B(E2) = \tilde{q}_1^2 (N - n_d)(n_d + 1); \quad (10)$$

$$(2) \text{ 当 } \Delta n_d = 0$$

$$B(E2) = \tilde{q}_2^2 \frac{n_d(4n_d + 3)(2n_d + 1)}{7(4n_d - 1)}, \text{ 当 } L' = 2n_d, L = 2n_d; \quad (11)$$

$$B(E2) = \tilde{q}_2^2 \frac{8n_d(n_d - 1)}{7(4n_d - 1)}, \text{ 当 } L' = 2n_d, L = 2n_d - 3; \quad (12)$$

$$(3) \text{ 当 } \Delta n_d = 1$$

$$B(E2) = \tilde{q}_3^2 \frac{(N - n_d + 1)n_d(4n_d + 1)}{4n_d - 3}, \text{ 当 } L' = 2n_d - 2, L = 2n_d; \quad (13)$$

$$B(E2) = \tilde{q}_3^2 \frac{2(N - n_d + 1)(2n_d - 1)}{4n_d - 5}, \text{ 当 } L' = 2n_d - 2, L = 2n_d - 2; \quad (14)$$

$$B(E2) = \tilde{q}_3^2 \frac{2(N - n_d + 1)(n_d - 2)}{2n_d - 3}, \text{ 当 } L' = 2n_d - 2, L = 2n_d - 3. \quad (15)$$

如果是从正常态向闯入态跃迁, 当 $\Delta n_d = n'_d - n_d = -1, L = 2n_d + 2, L' = 2n_d$ 时, 则有

表2 ^{110}Cd $B(E2)$ 的理论值和实验值比较*

初态 $E_x(J_i^\pi)$	末态 $E_x(J_f^\pi)$	实验值	理论值	
			本工作	J. Kern 等
658(2_g^+)	0(0_g^+)	1.0	$\equiv 1.0$	$\equiv 1.0$
1476(2_2^+)	658(2_g^+)	1.3	1.71	1.3
	0(0_g^+)	0.049	—	0.0035
1542(4_g^+)	658(2_g^+)	1.53	1.71	1.67
1783(2_i^+)	1473(0_i^+)	$\equiv 100$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1476(2_2^+)	$\ll 4700$	43.3	21
	658(2_g^+)	< 2.5	7.0	0.06
	0(0_g^+)	≈ 2.4	2.3	0.21
2162(3_i^+)	1476(2_2^+)	$\equiv 100(4)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	42(4)	40	33
	658(2_g^+)	3.3(3)	—	1
2220(4_2^+)	1476(2_2^+)	$\equiv 100(1)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	40(6)	90.9	128
	658(2_g^+)	0.535(6)	—	6.0
2250(4_i^+)	1784(2_i^+)	$\equiv 100(14)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	48(28)	9.2	9.0
	1476(2_2^+)	1.8(8)	1.3	21.0
	658(2_g^+)	0.19(1)	2.3	0.03
2480(6_g^+)	2251(4_i^+)	40(3)	40	17
	1542(4_g^+)	$\equiv 100(3)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
2561(4_i^+)	1542(4_g^+)	< 1.5	1.4	270
	1476(2_2^+)	$\equiv 100(4)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	658(2_g^+)	1.4(1)	1.4	900
2707(4_5^+)	2163(3_i^+)	$\equiv 100(125)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	< 7	—	0.04
2793(4_6^+)	2220(4_2^+)	$\equiv 100(200)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	2162(3_i^+)	< 19	46.7	1
	1542(4_g^+)	47(13)	—	2
2877(6_i^+)	2250(4_i^+)	$\equiv 100$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	1.38	2.25	0.38
2927(5_i^+)	2480(6_g^+)	30(3)	45	27
	2220(4_2^+)	73(2)	45.5	30
	2163(3_i^+)	$\equiv 100.0(4)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	1542(4_g^+)	0.90(7)	—	0.54

表2(续)

初 态 $E_x(J_i^+)$	末 态 $E_x(J_f^+)$	实验值	理论值	
			本工作	J. Kern 等
3065(6_3^+)	2480(6_8^+)	< 105	46.7	14
	2220(4_2^+)	$\equiv 100(6)$	100	$\equiv 100$
	1542(4_8^+)	0.27(5)	—	1
3792(8_7^+)	2877(6_7^+)	$\equiv 100(5)$	$\equiv 100$	$\equiv 100$
	2480(6_8^+)	12.9(5)	2.3	1.4

* 实验数据引自文献[7], 单位为 e^2b^2 . 当只有相对值时, 将带内跃迁取为100.

$$B(E2) = \bar{q}_3^2(N - n_d)(n_d + 1). \quad (16)$$

上述公式中 N 为总玻色子数.

sdg-IBM-I 中的 $E2$ 跃迁算符已由文献 [8] 给出, 由此算出 4_7^+ 态到 2_8^+ 、 4_8^+ 和 2_2^+ 的 $B(E2)$ 分别为 $5\gamma_2^2/9$ 、 $10\gamma_3^2(N-1)/9$ 和 $2\gamma_4^2(N-1)$. 另有, 将 3121.6 keV 的 6^+ 能级定为 Γ 态, 这不仅是由于能级位置, 还在于它存在着文献 [8] 讨论的 6_7^+ 态应有的各种跃迁, 即它到 4_8^+ 、 6_8^+ 、 4_2^+ 和 4_7^+ 的电磁跃迁^[11].

选取 $q'_1 = 1.26q_1$, $\bar{q}_1 = 0.15\bar{q}'_1$, $\bar{q}_2 = -0.60q'_1$, $\bar{q}_3 = 0.50\bar{q}'_1$, $\gamma_2 = 0.55\gamma_4$, $\gamma_3 = 0.16\gamma_4$, $q_1 = 0.38 \text{ eb}$ 来计算 $B(E2)$ 或 $B(E2)$ 的相对值. 理论计算的结果及与实验的比较列于表 2, 同样表中还列出了 J. Kern 等人用 IBM-II 来计算的结果.

现在讨论与八极态有关的跃迁. 如忽略 f 玻色子本身的四极矩, 则八极态之间的 $E2$ 跃迁算符形式与正常态相同, 设其为

$$T''(E2) = q''_1(d^\dagger s + s^\dagger \bar{d}) + q''_2(d^\dagger \bar{d})^{(2)}, \quad (17)$$

则八极态带内跃迁为

$$B(E2 \ L' = 2n_d + 5 \rightarrow L = 2n_d + 3) = q''_1{}^2(N - n_d - 1)(n_d + 1). \quad (18)$$

八极态和正常态之间的 $E1$ 跃迁算符可取为

$$T(E1) = \alpha(d^\dagger \bar{f} + f^\dagger \bar{d})^{(1)} + \beta_1([(d^\dagger s^\dagger)(\bar{f}\bar{s})]^{(1)} + \text{h.c.}) + \beta_2([(d^\dagger d^\dagger)^{(2)}(\bar{f}\bar{s})]^{(1)} + \text{h.c.}). \quad (19)$$

与文献 [12] 类同, 这里引进了二体项. 则八极带到基带 Y_0 之间的 $E1$ 跃迁为

$$B(E1 \ L' = 2n'_d + 3 \ L = 2n_d \ n_d = n'_d + 1) = \frac{3}{7} [\alpha + \beta_1(N - n_d + 1)]^2 n_d^2. \quad (20)$$

八极带到 Y_2 之间的 $E1$ 跃迁为

$$B(E1 \ L' = 2n'_d + 3 \ L = 2n_d - 2 \ n_d = n'_d + 2) = \frac{3}{98} \beta_2^2 \frac{(N - n_d + 1)(2n_d + 1)^2(4n_d - 1)}{(2n_d - 1)^2}. \quad (21)$$

八极态和闯入态之间的 $E1$ 跃迁算符可取为

$$\tilde{T}(E1) = \tilde{\alpha}(s'^\dagger(d^\dagger \bar{f})^{(1)} + \text{h.c.}) + \tilde{\beta}(s'^\dagger[(d^\dagger s^\dagger)(\bar{f}\bar{s})]^{(1)} + \text{h.c.}). \quad (22)$$

则八极带到闯入带的 $E1$ 跃迁为

$$B(E1 \ L' = 2n'_d + 3 \ L = 2\bar{n}_d \ \bar{n}_d = n'_d + 1) =$$

$$\frac{3}{7} [\bar{\alpha} + \bar{\beta}(N - \bar{n}_d + 1)^2 \bar{n}_d^2]. \quad (23)$$

适当选取参数即可很好地拟合有关实验数据(见文献[7]中表7).由于数据较少,拟合结果就不再列出.

从本文的分析和讨论可以看出,无论是能谱还是跃迁几率,理论和实验符合得都比较好.这说明考虑了闯入态等因素后, ^{110}Cd 仍可看成是 $SU(5)$ 极限的典型,同时也说明了动态关联有可能是一种较为合理的物理图象.另外本文的工作支持该核素存在着 Γ 态的推测,探索振动核区的 g 玻色子自由度是有意义的.

参 考 文 献

- [1] Eisenberg J M, Greiner W. Nuclear Model. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, 1970. 62—69
- [2] Arima A, Iachello F. Ann. of Phys., 1976, **99** (2): 253—317
- [3] Heyde K, Van Isacker P, Waroquier M et al. Phys. Rev., 1982, **C25** (6): 3160—3177
- [4] Sambataro M. Nucl. Phys., 1982, **A380** (3): 365—382
- [5] Aprahamian A, Brenner D S, Casten R F et al. Phys. Lett, 1984, **140B** (1): 22—28
- [6] Kusnezov D, Bruder A, Ionescu V et al. Helv. Phys. Acta., 1987, **60**: 456
- [7] Kern J, Bruder A, Drissi S et al. Nucl. Phys., 1990, **A512** (1): 1—45
- [8] Di Yaomin. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1991, **15** (7): 660—668
(狄尧民. 高能物理与核物理, 1991, **15**: 660—668)
- [9] Di Yaomin. Chin.J. Nucl. Phys. (in Chinese), 1988, **10**(3): 203—209
(狄尧民. 原子核物理, 1988, **10**: 203—209)
- [10] Giannatiempo A, Nannini A, Perego A et al. Phys. Rev., 1991, **C44** (4): 1508—1514
- [11] de Gelder P, Jacobs E, de Frenne D. Nucl. Data Sheets, 1983, **38** (4): 545—650
- [12] Di Yaomin. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1982, **6** (2): 208—218
(狄尧民. 高能物理与核物理, 1982, **6**(2): 208—218)

Dynamical Correlation and the Collective States in ^{110}Cd

Di Yaomin

(Department of Physics, Xuzhou Normal University, Xuzhou 221009)

Abstract The collective states in ^{110}Cd are discussed with the proposed concept of dynamical correlation, while the g -boson degree of freedom is also considered, The octopole state is discussed in the frame of sdf boson model.

Key words dynamical correlation, collective state, g -boson degree of freedom, octopole state