

三体势对含 f 玻色子的 IBM1 的 $O(6)$ 极限能谱修正*

刘英太 廖继志

(四川大学物理系 成都 610064)

摘要 在 s-d IBM1 的 $O(6)$ 极限下, 引入 d 玻色子之间相互作用的等效三体势, 考虑 f 玻色子产生的八极态, 导出了正负宇称态能谱解析表达式, 并对过渡区偶核 ^{118}Xe 、 ^{120}Xe 进行了能谱计算, 得到了与实验能谱符合更好的结果, 然后用 Staggering 指数定量分析了正负宇称态能谱中的 Staggering 现象.

关键词 等效三体势 八极态 能量 Staggering

1 引言

s-d IBM1 的 $O(6)$ 极限在解释过渡区中 γ 软性偶偶核四极态能谱结构方面取得了很大的成功^[1], 但是它产生不出负宇称带. 为了解决这个问题, A. Arima 和 F. Iachello 将 f 玻色子引入 s-d 玻色子系统的 $SU(3)$ 和 $SU(5)$ 极限, 产生八极(集体)态, 即考虑 $(N-1)$ 个 s-d 玻色子和一个 f 玻色子组成的系统, 以期产生负宇称态, 并对此作了广泛的探讨, 取得了相当的成功^[2-4]. 随后, 人们将八极态推广到 $O(6)$ 极限来研究 γ 软性形变偶偶核, 这样就可以处理其负宇称带方面的问题^[5-7]. 然而 $O(6)$ 极限的正宇称能谱及加上 f 玻色子后的负宇称能谱与实验能谱都有明显的差异(特别是当角动量较高时), 故引入了单参数的包含所有 L 值的等效三体相互作用势 V_3 ^[8], 对考虑八极态的 $O(6)$ 极限进行了修正. 并对 ^{118}Xe 、 ^{120}Xe 两核素做了具体的能谱计算, 同时, 用 Staggering 指数定量分析了它们的激发带, 说明等效三体势 V_3 和八极态的引入的确改进了正负宇称态能谱的理论值与实验值的符合程度.

2 Hamilton 量和修正的能谱公式

在纯 $O(6)$ 极限引入等效三体势后, N 个玻色子仍处于 s-d 玻色子状态, 这对应于通常的四极态, 其波函数可用 $O(6)$ 极限波函数展开. 对于八极态, 由于 f 玻色子能量较高, 数

1998-01-09 收稿

* 国家自然科学基金资助(19475030)

个 f 玻色子同时占据 f 能态的机会较小, 因此我们只考虑 $n_f = 1$ 的情形. 于是系统有两种组态: (1) N 个玻色子处于 s-d 玻色子状态; (2) 一个 f 玻色子和 $(N-1)$ 个 s-d 玻色子的状态对应于八极态.

本文仅限于讨论 $\sigma = N$ 的情况. 在不考虑组态混合的情况下, 分别计算上述两种状态的能谱公式. 对含等效三体势的 IBM1 的 $O(6)$ 极限 (以下简称为 $O(6) + V_3$), Hamilton 量表达式为^[8]

$$H = H_{O(6)} + P(\hat{n}_d - 2)[(d^+ \tilde{d})^{(2)} \cdot (d^+ \tilde{d})^{(2)} - \hat{n}_d], \quad (1)$$

其中, \hat{n}_d 是 d 玻色子数算符, $H_{O(6)}$ 是纯 $O(6)$ 极限的 Hamilton 量, 它在 $O(6)$ 基 $|[N], \sigma, \tau, \nu, L, M\rangle$ 中是对角的, 其本征值为

$$E = B \frac{1}{6} \tau(\tau + 3) + C \cdot L(L + 1). \quad (2)$$

引入等效三体势后的波函数可用 $O(6)$ 基 $|[N], \sigma, \tau, \nu, L, M\rangle$ 展开, 即

$$|\psi_{L_\alpha}\rangle = \sum_{\sigma\tau\nu} A_{\sigma\tau\nu}^{\alpha} |[N], \sigma, \tau, \nu, L, M\rangle, \quad (3)$$

这里 α 是用来区分具有相同角动量 L 而态不同的附加量子数. 用式 (3) 的波函数来建立 (1) 式的含等效三体势的 Hamilton 量 H 能量矩阵, 然后将其对角化, 即可得到等效三体势对 $O(6)$ 能谱的修正. 而在实际计算中, 发现 H 能量矩阵的非对角元非常小, 因此只取含三体势的 Hamilton 量 H 的一级微扰本征值^[8], 即

$$E = B\tau(\tau + 3) + C \cdot L(L + 1) + D[\tau(\tau + 3)]^2 + F[L(L + 1)]^2. \quad (4)$$

在研究 $O(6) + V_3$ 的基础上考虑 $(N-1)$ 个 s-d 玻色子和一个 f 玻色子组成的系统, 其 Hamilton 量的形式为

$$H = H_{sd} + \varepsilon_f f^+ f + AL_d \cdot L_f + A_1 Q_d \cdot Q_f + P(\hat{n}_d - 2)[(d^+ \tilde{d})^{(2)} \cdot (d^+ \tilde{d})^{(2)} - \hat{n}_d], \quad (5)$$

其中, H_{sd} 是 $(N-1)$ 个 s-d 玻色子的 Hamilton 量, ε_f 是单个 f 玻色子的能量. 由于 $Q_d \cdot Q_f$ 项在计算中对能谱的影响非常小, 这里将其忽略不计, 只考虑 $L_d \cdot L_f$ 项的作用. 考虑八极态后的 $O(6) + V_3$ 的 Hamilton 量的波函数为^[6]

$$\begin{aligned} |\Psi_{LM}\rangle &= |[N], \sigma, \tau, \nu, L_\sigma; f; LM\rangle = \\ &= \sum_{\sigma\tau\nu} A_{\sigma\tau\nu}^L [|[N-1], \sigma, \tau, \nu, L_d\rangle_c \otimes |f, L_f\rangle]_M^L, \end{aligned} \quad (6)$$

同样用式 (6) 的波函数来建立 (5) 式的 Hamilton 是 H 能量矩阵, 然后将其对色化, 即可得到等效三体势加八极态对 $O(6)$ 能谱的修正. 在计算中, 我们只取了含等效三体势的 Hamilton 是 H 的一级微扰本征值^[9], 即

$$\begin{aligned} E &= B\tau(\tau + 3) + C \cdot L_d(L_d + 1) + \varepsilon_f + A[L(L + 1) - L_d(L_d + 1) - L_f(L_f + 1)] \\ &+ D[\tau(\tau + 3)]^2 + F[L_d(L_d + 1)]^2, \quad L_d - 3 \leq L \leq L_d + 3. \end{aligned} \quad (7)$$

3 计算结果与讨论

图 1—图 3 给出了本工作对 ^{118}Xe 和 ^{120}Xe 正负宇称态实验能谱和理论计算能谱: 对正宇称带, Th1. 是用式 (4) 计算的能谱, Th2. 是用式 (2) 计算的纯 $O(6)$ 极限能谱; 对负宇称带, Th1. 是用式 (7) 计算的能谱, Th2. 是只考虑八极态时计算的 $O(6)$ 极限能谱. Exp. 是实验能谱^[10], 各参数的取值示于图中.

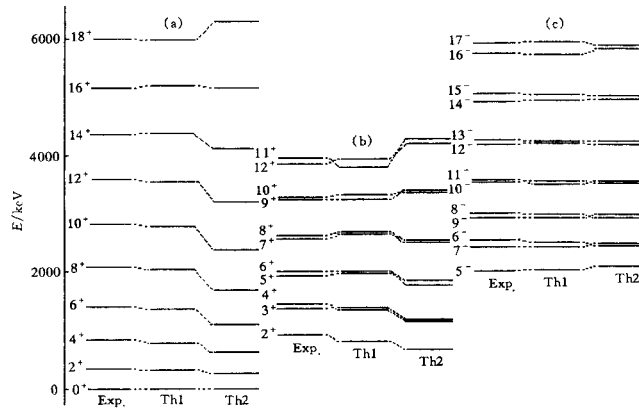


图 1 ^{118}Xe 的实验能谱与理论计算谱的比较

能谱 (a) 与 (b): Th1.: $B = 85.56, C = -1.87, D = -0.51, F = -0.027$; Th2.: $B = 67.93, C = -3.03$.

能谱 (c): Th1.: $B = 78.46, C = 0.17, A = -14.6, \epsilon_f = 1448.8, D = -0.32, F = 0.029$;

Th2.: $B = 40.45, C = 1.32, A = 5.36, \epsilon_f = 1593.38$.

从图中可以看出: 加上等效三体势后, 各理论能谱与实验能谱的符合程度都有明显的

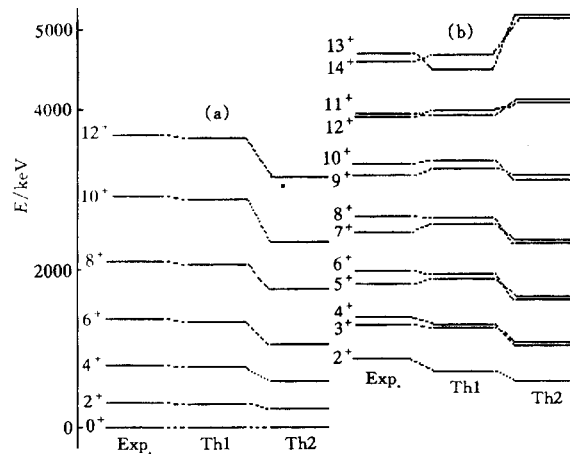


图 2 ^{120}Xe 核的正宇称带的实验能谱与理论计算谱的比较

Th1.: $B = 73.63, C = 3.44, D = -0.37, F = 0.0088$; Th2.: $B = 59.95, C = -0.51$.

改进, 特别对于那些正宇称带中较高能量态(大于 2MeV), 能谱有较大程度的修正, 这就弥补了 IBM1 在高端(大于 2MeV)与实验偏差较大的不足. 对于负宇称带, 与实验能谱相比, $O(6)+V_3$ 的理论能谱明显优于不加 V_3 时的理论能谱, 并且与实验能谱中能级顺序的符合程度也有了改善.

纯 $O(6)$ 极限能谱存在“Staggering”现象, 即在能谱的准 γ 带中, 能级间隔的分布与基态带相比, 表现出不均匀性. 对于 ^{118}Xe 和 ^{120}Xe 的负宇称带, 也出现此种现象. 为了更加清楚地、定量地描述 Staggering, 可以引入 Staggering 指数 $S(I)^{[11-13]}$.

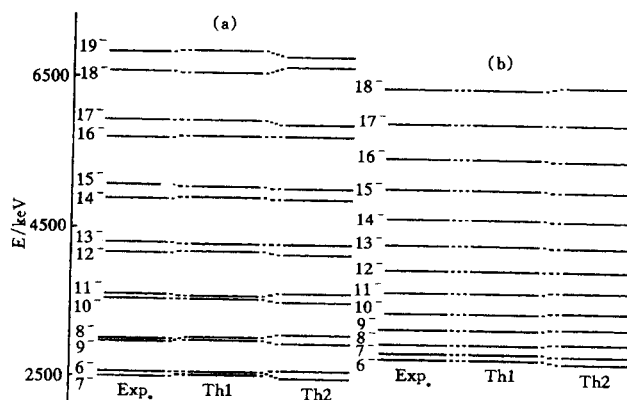


图 3 ^{120}Xe 核的负宇称带的实验能谱与理论计算谱的比较

Th1.: (a) $B = 54.82$, $C = 7.49$, $A = -13.74$, $\epsilon_f = 1769$, $D = -0.19$, $F = 0.0087$. (b) $B = 0.23$, $C = 24.98$, $A = -36.96$, $\epsilon_f = 2602$, $D = -0.0031$, $F = 0.012$; Th2.: (a) $B = 28.29$, $C = 4.25$, $A = 8.82$, $\epsilon_f = 1765$. (b) $B = 0.28$, $C = 16.65$, $A = -10.49$, $\epsilon_f = 2467$.

表 1 ^{118}Xe 与 ^{120}Xe 两个偶偶核正负宇称激发态的 $S(I)$ 值

$S(I)$	$K=2^{+a)}$		$K=5^{-a)}$		$K=2^{+b)}$		$K=6^{-b)}$	
	Exp.	Th1.	Exp.	Th1.	Exp.	Th1.	Exp.	Th1.
$S(4)$	0.75097	1.02176			0.56999	0.91031		
$S(5)$	-0.56409	-0.82032			-0.37473	-0.71469		
$S(6)$	0.75972	0.99708			0.47350	0.86222		
$S(7)$	-0.64464	-0.85423	1.53875	1.37332	-0.37267	-0.72468		
$S(8)$	0.81459	0.92647	-1.37965	-1.17916	0.46108	0.80513	-1.07516	-0.9606
$S(9)$	-0.71717	-0.81235	1.29785	1.22816	-0.38095	-0.68892	1.12698	0.94010
$S(10)$	0.96984	0.79653	-1.17796	-1.10227	0.57370	0.72894	-1.01429	-0.8486
$S(11)$	-0.88220	-0.66487	0.98774	1.08164	-0.52929	-0.60917	0.82477	0.82323
$S(12)$	1.34584	0.56287	-0.90463	-0.99333	1.05180	0.60901	-0.74380	-0.7550
$S(13)$			0.76998	0.91568	-0.96346	-0.44062	0.62345	0.71938
$S(14)$			-0.70353	-0.84542	1.24282	0.39965	-0.55409	-0.6602
$S(15)$			0.64584	0.72106			0.50860	0.61481
$S(16)$			-0.59545	-0.65156			-0.46035	-0.5554
$S(17)$			0.58180	0.49753			0.45076	0.49782
$S(18)$							-0.41755	-0.4201
$S(19)$							0.35159	0.36152

a) ^{118}Xe 核, b) ^{120}Xe 核, $K=6^{-}$ 指图 3 中的能谱 (a).

$$S(I) = 1 - R(E_I) / R(E_I)_{\text{rotor}}, \quad R(E_I) = 2(E_I - E_{I-1}) / (E_I - E_{I-2}), \quad (8)$$

这里 E_I 是角动量为 I 的态的能量, $R(E_I)_{\text{rotor}}$ 是轴对称刚性转子的 $R(E_I)$, 其值为 $I / (I - 1/2)$, 于是上式可改写为

$$S(I) = 1 - (2 - 1/I)(E_I - E_{I-1}) / (E_I - E_{I-2}). \quad (9)$$

用 (9) 式计算 ^{118}Xe 与 ^{120}Xe 正负宇称带的 $S(I)$, 其实验值及含等效三体势的理论值列在表 1 中. 可以看出, 这里所考查的正宇称带所有的 $S(I_{\text{even}}) > 0$, $S(I_{\text{odd}}) < 0$, 而负宇称带的结果恰恰与正宇称带相反, 即 $S(I_{\text{even}}) < 0$, $S(I_{\text{odd}}) > 0$. 根据 (9) 式, 若 $E_{I-2} < E_I < E_{I-1}$, 即 $S(I) > +1$, 或 $E_{I-1} < E_{I-2} < E_I$, 即 $S(I) < -1$, 则转动带中奇偶能级顺序出现反转. 这一结论可在能级图及表 1 中得以证实.

4 结论

通过本文的理论计算和对实验数据的比较可以得出下述结论: (1) 用含等效三体势和一个 f 玻色子的 $O(6)$ 极限研究过渡区中偶偶核正负宇称带的能谱比 Heyde 等人^[14]提出的三体势计算简便易行, 参数较少, 并且能很好地改善纯 $O(6)$ 极限能谱与实验能谱的差异. (2) 负宇称八极振动带同正宇称带的 γ 带一样, 表现出明显的 Staggering 现象, 其内部结构的变化情况可以同样用 Staggering 指数来描述. (3) 加等效三体势后, 理论能谱与实验能谱仍有一定的偏差, 这说明等效三体势并不是造成 $O(6)$ 破缺的唯一因素. 同时, 计算中仅限于讨论 IBM1, 即没有区分质子玻色子和中子玻色子. 因此区分质子玻色子和中子玻色子是值得进一步研究的问题.

参 考 文 献

- 1 Arima A, Iachello F. Ann. Phys., 1979, **123**:468—492
- 2 Arima A, Iachello F. Ann. Phys., 1973, **99**:253—317
- 3 Arima A, Iachello F. Ann. Phys., 1978, **111**:201—238
- 4 Scholine O, Iachello F, Arima A. Ann. Phys., 1978, **115**:325—366
- 5 Engel J. Phys. Lett., 1986, **B171**:148—150
- 6 Barfield A F et al. Ann. Phys., 1988, **182**:344—374
- 7 Casten R F et al. Phys. Lett., 1991, **B265**:9—13
- 8 Liao Jizhi, Wang Huangsheng. Phys. Rev., 1994, **C49**(5):2465—2471
- 9 Casten R F et al. Nucl. Phys., 1993, **A555**:563—584
- 10 Tormanen S et al. Nuclear Physics, 1994, **A572**:417—458
- 11 Zamfir N V, Casten R F. Phys. Lett., 1991, **B260**:265—270
- 12 Liao Jizhi. Phys. Rev., 1995, **C51**(1):141—146
- 13 Liao Jizhi. High Energy Phys. and Nucl. Phys., (in Chinese), 1998, **22**(4):351—358
(廖继志, 高能物理与核物理, 1998, **22**(4):351—358)
- 14 Heyde K et al. Phys. Rev., 1984, **C29**(4):1420—1427

Correction on the Energy Spectra of the $O(6)$ Limit of IBM1 Containing f -Boson With Three-Body Potential *

Liu Yingtai Liao Jizhi

(*Department of Physics, Sichuan University, chengdu 610064*)

Abstract Within the $O(6)$ limit of s-d IBM1, the effective three-body potential between the interactions of d-bosons is introduced with the consideration of octupole states, which are produced by a f -boson plus $(N-1)$ s-d-bosons. Then the analytic expressions of positive and negative parity energy spectrum formula are obtained. Also the energy spectra of even-even nuclei ^{118}Xe and ^{120}Xe are calculated. Good fits with the experimental data are obtained, and Staggering phenomena is quantitatively analyzed with Staggering index formula.

Key words effective three-body potential, octupole states, energy staggering

Received 9 January 1998

* Supported by the National Natural Science Foundation of China (19475030)