

# sdgIBM 微观理论方案中 g 玻色子的引入及其性质

韩 光 泽

(华南理工大学应用物理系 广州 510641)

**摘要** 介绍 sdgIBM 微观理论方案中 g 玻色子的引入过程,讨论了 g 玻色子的集体性, g 玻色子受微观参数的影响以及和 sdIBM 的关系

**关键词** 相互作用玻色子模型 g 玻色子 集体性

## 1 引言

相互作用玻色子模型 (IBM)<sup>[1]</sup>提出以后,大量的研究工作表明, $J^\pi = 4^+$ 的 g 玻色子有重要的作用. 关于 g 玻色子的重要作用以及唯象上引进 g 玻色子的工作已有大量的文献报道,随之而来的是这一工作的微观基础研究. 在文献[2]中,在 sdIBM 微观方案<sup>[3]</sup>的基础上提出了一个 sdgIBM 微观理论方案:通过引进 g 玻色子对原方案作了扩充,为了使 g 玻色子具有较强的集体性,还引进了十六极相互作用项;给出了包括 g 玻色子后哈密顿量的完整表达式,推导出了哈密顿量中 32 个独立项的系数解析表达式;同时,运用该方案较好地解释了<sup>72</sup>Ge 的实验资料. 本方案的特点是引入了 g 玻色子,为了对这个理论方案作一系列地考查,本文将重点对引入的 g 玻色子作些讨论,如 g 玻色子的集体性、g 玻色子和微观参数之间的关系、g 玻色子对 sdIBM 的影响以及 g 玻色子效应的重整化等. 以使我们对这个方案中 g 玻色子的性质和作用有较清楚的认识,并回答为何采用这种方案定义的 g 玻色子能够较好地用于描述低能集体态. 讨论将以模型计算的方式进行,为便于叙述,本文首先简要地介绍在这个理论方案中 g 玻色子的引入过程.

## 2 sdgIBM 微观方案中引入 g 玻色子的方法

IBM 微观研究的出发点是原子核的壳模型组态及核子-核子间的有效相互作用. 这个方案的基本思想是:首先利用 Dyson 玻色子展开方法把壳模型空间映射到理想玻色子空间,按照求费米子算符的玻色子像的普遍方法求出费米子哈密顿量  $H_f$  的玻色子像  $H_b$ ,把体系的费米子描述转换为等价的玻色子描述;从物理考虑构造并定义 s、d 和 g 玻色子算

符,对玻色子态空间做 s-d-g 截断,最后可确定 sdg 空间中的等效哈密顿量  $H_{\text{sdg}}$ . 下面以第一类模型为例简述之.

设有  $x$  个价核子分别处于  $s$  条单粒子能级,则壳模型组态为:

$$(i_1, i_2, \dots, i_s)^x, \quad (x = \text{even}), \quad (1)$$

其中  $i$  代表单粒子态的三个转动不变的量子数  $njl$ .

用  $|0\rangle$  表示满壳层,相应于  $x = 0, a_{im}^+, a_{im}$  分别代表价核子的产生、消灭算符,  $m$  为角动量的投影,于是

$$a_{im} |0\rangle = 0. \quad (2)$$

价核子态空间中一个任意的态矢量可表示为:

$$|\psi\rangle = \sum c a_{\alpha_1}^+ a_{\alpha_2}^+ \dots a_{\alpha_x}^+ |0\rangle, \quad (3)$$

其中  $c$  为组合系数,  $\alpha$  为  $im$  的缩写.

为了作具体核的计算,在原微观方案中核子-核子有效相互作用被取为对力、四级对力和四级-四级力

$$\begin{aligned} \text{对力:} & \quad -G_0 PP^+, \\ \text{四级对力:} & \quad -\frac{1}{2} G_2 \sum_{\mu} P_{\mu} P_{\mu}^+, \quad (\mu = 0, \pm 1, \pm 2), \\ \text{四级-四级力:} & \quad -\frac{1}{2} K \sum_{\mu ij} q_{\mu}(i) q_{\mu}^+(j). \end{aligned} \quad (4)$$

文献 [2] 尝试性地引入了如下形式的费米子十六极对相互作用:

$$-\frac{1}{2} G_4 \sum_{\mu} P_{4\mu} P_{4\mu}^+, \quad (\mu = 0, \pm 1, \pm 2 \pm 3, \pm 4), \quad (5)$$

其中

$$\begin{aligned} P_{4\mu} &= \sum_{im'i'm'} \langle im | t_{4\mu} | i'm' \rangle a_{im}^+ \tilde{a}_{i'm'}^+, \\ \tilde{a}_{i'm'}^+ &= (-1)^{i'+m'} a_{i',-m'}^+, \\ t_{4\mu} &= r^4 Y_{4\mu}. \end{aligned} \quad (6)$$

其中,  $G_0, G_2, K, G_4$  是相互作用强度参量.

体系的有效相互作用哈密顿量为:

$$H_I = \sum_{\alpha} E_{\alpha} a_{\alpha}^+ a_{\alpha} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta} a_{\alpha}^+ a_{\beta}^+ a_{\gamma} a_{\delta}, \quad (7)$$

式中  $P_{\alpha\beta\gamma\delta}$  为相互作用矩阵元,具体形式由 (4)、(5) 给出.

利用 Dyson 玻色子展开的方法将体系的费米子表示映射为玻色子表示,哈密顿量表示为:

$$H_B = H_B^{(1)} + H_B^{(2)}, \quad (8)$$

$$H_B^{(1)} = \sum_{\alpha\alpha'} E_{\alpha} A_{\alpha\alpha'}^+ A_{\alpha\alpha'} + \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta} A_{\alpha\beta}^+ A_{\delta\gamma}, \quad (9)$$

$$H_B^{(2)} = - \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} P_{\alpha\beta\gamma\delta} \sum_{\lambda\lambda'} A_{\alpha\lambda}^+ A_{\beta\lambda'}^+ A_{\gamma\lambda} A_{\delta\lambda'} \quad (10)$$

其中  $A_{\alpha\beta}^+$  是理想玻色子的产生算符, 它们分别携带着两个单位的价核子数, 于是体系的费米子描述已转换为等价的玻色子描述.

为了定义 s 和 d 等玻色子以研究体系的低能集体性质, 再引入一组 Q 玻色子, 它们的产生算符为理想玻色子产生算符的线性组合:

$$Q_{r\pi JM}^+ = \sum_{\alpha\leq\beta} x_{\alpha\beta}^{r\pi JM} A_{\alpha\beta}^+ \quad (11)$$

借助于本征值方程:

$$H_B^{(1)} Q_{r\pi JM}^+ |0\rangle = \varepsilon_{r\pi JM} Q_{r\pi JM}^+ |0\rangle, \quad (12)$$

确定 (11) 式中的结构常数  $x_{\alpha\beta}^{r\pi JM}$ , 就可以用该式的逆变换把以  $\{A^+, A\}$  算符表示的哈密顿量  $H_B$  转变为以  $\{Q^+, Q\}$  算符表示的形式.

在用 (11) 和 (12) 式确定 Q 玻色子时, 已包括了相互作用的贡献, 因此能量最低的 Q 玻色子 ( $r=0$ ) 具有较强的集体性, 适合于用来描述低能集体激发. 于是, 从玻色子的角动量、宇称及所携带的价核子考虑, 在最低阶近似下, 这个方案把 IBM 中 s 和 d 玻色子算符定义为:

$$s^+ = Q_{0^+ 00}^+, \quad d_m^+ = Q_{0^+ 2m}^+ \quad (13)$$

文献 [2] 在此基础上进一步引入 g 玻色子:

$$g_m^+ = Q_{0^+ 4m}^+, \quad (14)$$

继而实现态空间的 s-d-g 截断, 即集体态子空间截断, 并推导出  $H_B$  在 s-d-g 子空间中的等效算符  $H_{sdg}$ . 哈密顿量的完整表达式见文献 [2].

### 3 g 玻色子性质的讨论

以下将采用数值计算的手段对与 g 玻色子有关的内容作一系列讨论. 为了使这样的讨论能在一个足够简单但又能显示体系性质的基础上进行, 本文选定四个价费米子体系 ( $^{204}\text{Pb}$ ) 作模型计算.  $^{204}\text{Pb}$  的质子处于幻数 (82), 满壳外只有四个中子型空穴, 即四个价费米子体系. 按照 IBM 的观点, 相当于一个两玻色子体系. 单粒子能谱取自文献 [4], 相互作用参数的取值也参考了同一文献.

表1 中子单粒子能级和费米子参数

(单位: MeV)

$nj$	$2f_{7/2}$	$3p_{3/2}$	$1h_{9/2}$	$2f_{5/2}$	$1i_{13/2}$	$3p_{1/2}$	$G_0$	$G_2$	$K$	$G_4$
$E$	4.0	4.3	6.2	7.4	7.8	8.6	0.044	0.047	0.012	$0.6 \times 10^{-4}$

#### 3.1 g 玻色子的集体性

IBM 微观研究最鲜明的特点就是给出了玻色子的结构. 在这个微观方案中通过 (11)

式给出了 g 等玻色子的结构. 需要搞清楚的是, 通过这种方式定义的 g 玻色子是否具有集体性? 或者说选取这种 Q 玻色子作为 g 玻色子能否用于描述集体态?

为了回答这个问题, 本文选取  $G_4 = 0$  及  $G_4 = 0.6 \times 10^{-4} \text{MeV}$  两种情况解方程 (12), 给出了  $4^+$  玻色子 (Q) 的单粒子能谱、相应的结构常数以及和理想玻色子对应的一对价核子所分布的单粒子能级序号, 能级序号按表 1 从左至右排列.

表 2  $4^+$  玻色子 (Q) 能谱

(单位: MeV)

$G_4$	$r=0$	$r=1$	$r=2$	$r=3$	$r=4$	$r=5$
$0.6 \times 10^{-4}$	-15.3456	-12.8511	-12.5211	-11.8855	-11.3169	-10.4628
0	-14.5935	-12.7300	-12.4598	-11.7996	-11.1346	-10.3768

$r$  是代表集体性强弱的参量, 规定用  $r = 0$  表示集体性最强的 Q 玻色子. 由于作了粒子-空穴变换, 能量值为负.

表 3  $G_4=0.6 \times 10^{-4}$  时  $Q_{J=4}$  玻色子的结构常数及对应核子分布的能级序号

$Q_{0+4m}^+$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	0.0378	-0.0282	-0.025	0.0606	-0.0623	0.0236
$Q_{1+4m}^+$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	0.0202	-0.0162	-0.0149	0.0402	-0.0512	0.0196
对应核子分布的能级序号 ( $\alpha, \beta$ )	(1,1)	(1,2)	(1,3)	(1,4)	(1,6)	(2,3)
$Q_{0+4m}^-$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	-0.0570	0.1102	-0.0812	0.1035	0.0936	0.9735
$Q_{1+4m}^-$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	-0.0465	0.1089	-0.1411	0.9142	0.3140	-0.1620
对应核子分布的能级序号 ( $\alpha, \beta$ )	(2,4)	(3,3)	(3,4)	(3,6)	(4,4)	(5,5)

表 4  $G_4=0$  时  $Q_{J=4}$  玻色子的结构常数及对应核子分布的能级序号

$Q_{0+4m}^-$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$Q_{1+4m}^-$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	0.0	-0.0012	0.0001	-0.0011	-0.007	0.0073
对应核子分布的能级序号 ( $\alpha, \beta$ )	(1,1)	(1,2)	(1,3)	(1,4)	(1,6)	(2,3)
$Q_{0+4m}^+$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.0
$Q_{1+4m}^+$ 的结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{rJM}$ )	-0.0095	0.0012	-0.0326	0.9996	0.0604	0.0
对应核子分布的能级序号 ( $\alpha, \beta$ )	(2,4)	(3,3)	(3,4)	(3,6)	(4,4)	(5,5)

按 MJS 代换的观点, 在经过 MJS 代换后, 每一个  $4^+$  玻色子代换为相对应的  $4^+$  价核子对, 而且是耦合型的关联核子对. 表中给出了核子对所分布的单粒子能级序号, 结构常数给出了这两个价核子 (对应本文选择的  $^{204}\text{Pb}$  为两个空穴) 分布在该单粒子能级上的几率幅, 而此时  $4^+$  玻色子的能量正是相应价核子对的能量. 对于 g 玻色子 ( $Q_{0+4m}^+$ ), 当把结构常数作为占据几率幅, 可计算出对应核子对的非扰动能量. 在取  $G_4 = 0.6 \times 10^{-4} \text{MeV}$  时, 非扰动能量的计算值为:

$$E' = -14.388 \text{ MeV}. \quad (15)$$

但是实际上, 由于相互作用造成的核子关联, 在本方案中定义的 g 玻色子的能量 (即表 2 中  $Q_{0+4m}^+$  的能量) 为:

$$E_g = -15.346 \text{ MeV}, \quad (16)$$

于是

$$E' - E_g = 0.958 \text{ MeV}. \quad (17)$$

相互关联使 Q 玻色子的能量下降了近 1MeV, 表明关联是相当强的. 由此显示了 g 玻色子具有集体性, 这正是文献 [2] 所采纳的理论方案中考虑用这种方法定义 g 玻色子的原因. 即在一定的条件下, 由此定义的 g 玻色子可能具有较强的集体性. 考虑到此时有:

$$E_g - E_s = 1.531 \text{ MeV}, \quad (18)$$

仍处于低能激发的能量区以内. 所以在态空间里纳入这样的 g 玻色子以描述低能激发态的性质看来是合理的.

从表 (2) 看到, 在  $G_4 = 0.6 \times 10^{-4} \text{ MeV}$  时, 第二个最低的  $4^+$  玻色子 ( $r = 1$ ) 的能量比最低者 ( $r = 0$ ) 高很多, 约有 2.5MeV. 若与  $E_s$  比较约高出 4MeV. 由此可以判定, 对于目前所讨论的低激发态而言, 较高能量的  $4^+$  Q 玻色子不必考虑.

表 4 表明, 当取  $G_4 = 0$  时, 所得到的最低能量的  $4^+$  玻色子完全地对应为第五条能级 (即  $1i_{13/2}$  能级) 上的一对弱耦合空穴, 其余的结构常数全等于零. 因而它的能量亦几乎等于这一对  $1i_{13/2}$  空穴的能量, 与非扰动能只相差 33keV, 耦合能量来自非零的四极-四极相互作用转变为正规积形成的十六极项的贡献. 此时  $E_g - E_s \approx 2.3\text{MeV}$ , 故此时用来讨论低能态是有条件的, 取决于激发态本身的性质. 从表 (2) 中还可看出,  $G_4 = 0$  时  $Q_{0+4m}^+$  和  $Q_{1+4m}^+$  之间的能量差是 1.86MeV, 小于  $G_4 = 0.6 \times 10^{-4} \text{ MeV}$  时的 2.5MeV, 若此时只引入  $Q_{0+4m}^+$  (即 g), 误差大于  $G_4$  取非零值时的结果. 但亦可看出, 可能对低能态有贡献的仍然可只限于  $r = 0$  的 Q 玻色子. 这表明, g 玻色子的结合能主要是来自于十六极相互作用作出的贡献, 在讨论低能量的集体态时, 从集体性考虑, 在目前选定的有效相互作用形式下, 可考虑选取适当的  $G_4$  非零值, 使态空间纳入的  $4^+$  激发元有一定的集体性. 同时也说明, 在我们的方案中把最低能量的  $Q_{0+4m}^+$  玻色子定义为 g 玻色子, 认为它正是唯象 sdg 模型中的 g 玻色子有合理的基础.

### 3.2 四极力和十六极对力强度对 g 玻色子能量的影响

能够影响 g 玻色子能量的力只有四极-四极力和十六极对力. 四极-四极力的作用形式是 (4) 式, 其作用强度用参数  $K$  表示. 如上节提到的, 四极-四极相互作用转变为正规积时有一个十六极项, 它出现在 Q 玻色子的本征值方程中, 影响结构常数 ( $x_{\alpha\beta}^{r\pi JM}$ ), 部分地给 g 玻色子提供结合能. 为了弄清  $K$  的影响, 在一定范围内改变  $K$  的取值, 而保持其它参量取值不变, 计算的结果如下表.

表5 g玻色子能量与K的关系

(单位: MeV)

$K$	0	0.005	0.01	0.015	0.02
$E_g$	-15.3138	-15.3271	-15.3403	-15.3536	-15.3669
$E_g - E_s$	1.4840	1.5038	1.5237	1.5436	1.5635

可以看出, 当  $K$  变大时 g 玻色子的能量有所下降, 但对  $K$  的敏感程度远不及  $G_4$ . 这从一个侧面说明, 在引进 g 玻色子的过程中, 十六极对力起主要作用. 由于四极力对 s 玻色子的影响更大, 因而出现了随着  $K$  的增大 g 玻色子的激发能 ( $E_g - E_s$ ) 也随之增大的现象.

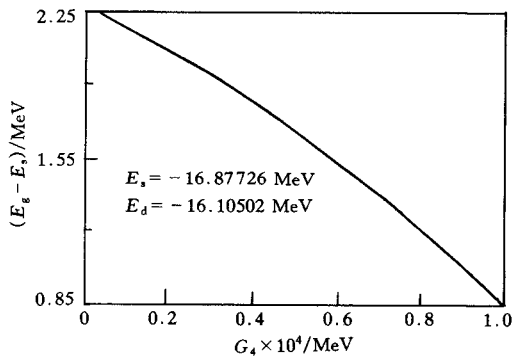


图 1 g 玻色子的激发能与  $G_4$  的关系 (MeV)

$$G_0 = 0.044\text{MeV}; G_2 = 0.047\text{MeV}; K = 0.012\text{MeV}.$$

约等于  $0.7\text{MeV}$ , 若考虑唯象 sdg 计算时一般采纳的  $\epsilon_g \approx 1.5\text{MeV}$  左右的量级<sup>[5]</sup>, 则要求的  $G_4$  值在  $(0.6-0.8) \times 10^{-4}\text{MeV}$  量级, 此强度参数的取值比四极对力强度 ( $G_2$ ) 约小三个数量级. 如果认为四极对力与十六极对力均为两体相互作用多极展开中的项, 则此强度参数的取值范围能显示展开的收敛性. 因此我们认为在此范围内选取十六极相互作用的强度参数是合适的.

### 3.3 g 玻色子对 s-d 态的影响

这里所说的 sd 态是指 sdIBM 所能描述的低能态. 对于两玻色子体系而言, 仅有以下 5 个态:

$$0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 2_2^+, 0_2^+.$$

当我们把集体态子空间从 sd 空间扩大到 sdg 态空间的时候, 由于 sd 与 g 之间有相互作用, 原来的能态在理论描述方面不可能仍然保持为纯的 sd 态, g 玻色子的分量必将混入各能态的波函数之中, 能量值自然地也会出现变化. sd 态的变化依赖于单 g 玻色子的能量及 g 与 sd 间耦合的强弱. 在唯象工作中这两方面可分别地加以考察. 但是在微观研究中, 由于 g 玻色子的能量与耦合参数均来源于价核子间的有效相互作用, 因而互相关联. 故不可能分别独立地考察, 而仍然是看参数  $G_4$  变化带来的影响. 图 2 给出了在较大范围内改变  $G_4$  时 sd 激发态变化的趋势. 作为比较, 同时作出了含 g 玻色子分量为波函数主要分量的最低  $4^+$  态, 图中用  $4(+g)$  表示. 表 6 给出了 g 玻色子混入到 sd 各能态中的平均值.

当十六极相互作用增强时, 一般来说, sd 态有下降的趋势, 但在  $G_4$  较小时 sd 和 g 之间

十六极对力强度以  $G_4$  代表, 为了能单独地对它与 g 玻色子的能量关系进行讨论, 保持其它所有量不变, 在一定的范围内改变  $G_4$  的大小, 图 1 给出了 g 玻色子的激发能随  $G_4$  变化曲线.

由图 1 可以看出, 当十六极相互作用强度增加时, g 玻色子的结合能单调下降, 相应于最低  $4^+$  激发元集体性的增强. 从定性上看, 这种变化的趋势是合理的. 这表明, 在核子之间引入十六极对力可以达到给 g 玻色子提供结合能的目的.

用上述数据计算出的单 d 玻色子能量

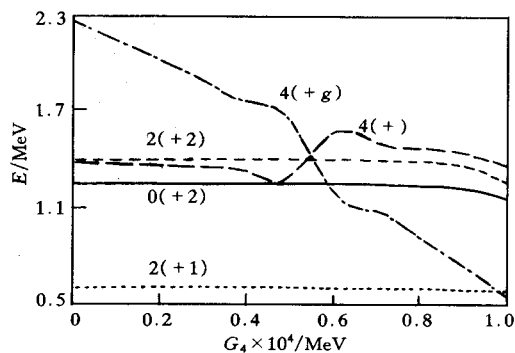


图 2 引入 g 玻色子后 sd 激发态被压低的情况

$$G_0 = 0.044\text{MeV}; G_2 = 0.047\text{MeV}; K = 0.012\text{MeV}.$$

表 6  $\bar{n}_g$  在 sd 态各能级中的平均值( $\times 10^2$ )

$G_4 \times 10^4 / \text{MeV}$	$0_1^+$	$2_1^+$	$0_2^+$	$4_1^+$	$2_2^+$
0.0	0.002	0.586	1.6	2.03	0.43
0.3	0.027	0.87	2.1	8.76	0.81
0.5	0.075	1.22	2.960	31.50	1.540

的混合并不强烈。可是当  $G_4$  取到  $0.5 \times 10^{-4} \text{MeV}$  区域时,  $4_1^+$  和  $4_2^+$  成为混合很强的态。原因是此时 g 玻色子的能量使以  $n_g = 1$  分量为为主的  $4^+$  态和以  $n_d = 2$  分量为为主的  $4^+$  态的能量非常接近。若继续加大  $G_4$ , 会进一步影响到态的性质, 此时最低  $4^+$  态已不再是以 sd 分量为为主的态, 而成为 g 分量为为主的态了。

从上面的图、表中可得出以下两点结论: 首先, 基态几乎没有 g 分量混入, 可以认为是纯的 sd 态。基态能量的改变在 keV 量级以下, 原因可能是 g 玻色子的角动量和能量较高。其次, 从 yrast 态看, 角动量较高的态中,  $\langle n_g \rangle$  值较大, 且能量被压低也显著一些。因此, 引入 g 玻色子将使相邻能级间隔减小。高自旋理论中, 在讨论回弯现象时有一个转动惯量 ( $\beta$ ) 与能隙 ( $E_I - E_{I-2}$ ) 之间的关系式<sup>[6]</sup>

$$\frac{2\beta}{\hbar^2} = \frac{4I - 2}{E_I - E_{I-2}} \quad (19)$$

由此我们推测, 在增加玻色子数后如果系统仍然保持这种趋势, 那么 g 玻色子的引入将会使基带 (yrast) 的转动惯量随角动量 ( $I$ ) 的上升而加大, 从而可以改善 sdIBM 基带描述中存在的系统性偏差<sup>[7]</sup>

### 3.4 g 玻色子效应的重整化

本文的重整化是指不直接引入 g 玻色子, 而在 sd 态空间中通过对参数的调整部分地将 g 玻色子的作用纳入研究体系之内。唯象工作可以对哈密顿量的系数进行调整, 以体现 g 玻色子的效应。但在本方案里, 它们都是相互关联的。因而, 我们可以更深一层地考察费米子的角度来考察 g 玻色子效应的重整化。在 sdIBM 中有三个费米子参数, 可以分别考察其对 g 玻色子效应的重整化效果, 计算的结果如下表:

表 7 三个费米子参数分别对 g 玻色子效应的重整化

态	sd	sdg	$G_0=0.0438$	$G_2=0.0473$	$K=0.008$
$2_1^+$	0.633	0.613	0.62	0.618	0.634
$0_2^+$	1.273	1.247	1.248	1.244	1.253
$4^+$	1.396	1.277	1.349	1.366	1.384
$2_2^+$	1.41	1.397	1.383	1.38	1.393

表中第二列是纯的 sd 态, 第三列是引入 g 玻色子后 sd 占主要成份的态, 后三列是以表 1 中的参数为基础, 分别只调整某一个参数而保持另两个不变时的重整化效果。当  $G_4 = 0.6 \times 10^{-4} \text{MeV}$  时最低的  $4^+$  态已是一个 g 玻色子为主的态, 而非两 d 态。为此, 计算 sdg 时将  $G_4$  取  $0.5 \times 10^{-4} \text{MeV}$ 。从表上可看出, 除  $4^+$  态外其它三个态的重整化效果是相当明显的, 即后三列纯 sd 态的值非常接近 sdg 态值。分别对三个参数重整化的结果是,  $G_0$  降低了 0.5%,  $G_2$  增大了 0.6%,  $K$  减小了 33.3%。我们认为, g 玻色子的作用可以通过某种

形式的重整化而纳入 sd 理论框架. sdIBM 所以能够得出较好的计算结果是因为在其参数上面已体现了对 g 玻色子的重整化效果.

下面我们从波函数的结构来分析  $4^+$  态的重整化效果不太理想的原因.

表8  $4^+$  的波函数

基矢	$ dd\rangle$	$ sg\rangle$	$ dg\rangle$	$ gg\rangle$
几率幅	-0.82805	-0.54763	-0.11725	-0.02604
几率	0.6857	0.2999	0.0138	0.0007

从上表可以看出, 尽管第一个  $4^+$  态仍是以两个 d 玻色子为主 (占 68.6%), 但已混入了约 30% 的 g 成份. 即对于这个态来说, g 玻色子的效果已相当显著, 故在 sd 空间内只能部分地得到重整化.

引入 g 玻色子后, 在计算跃迁时必然会出现一些新的变化. 首先, 在 sdg 空间可以复现和预测更多的跃迁. 比如对四个价费米子体系而言, 在 sdg 空间可以计算  $6^+$  和  $8^+$  态向下的退激跃迁; 再如, 有资料显示和第一个  $4^+$  态有关跃迁不象是两个  $2^+$  激发元的跃迁, 而更象是一个  $4^+$  激发元的激发, 只有引进 g 玻色子才能解释. 其次, g 玻色子的引入对原计算 sd 态的跃迁必产生影响. 引进 g 玻色子后在 sdg 空间计算电四极矩和电磁跃迁的公式作者已在文献 [8] 中作了详细的讨论, 在此不再重复.

## 4 结束语

通过上面的讨论可以看到: g 玻色子的集体性和十六极对力强度有关. g 玻色子的激发能强烈地依赖于十六极对力强度, 和四极-四极力的强度也有关. g 玻色子对原 sd 描述的态会造成不同程度的影响, sd 能级会被压低, yarst 态之间的能量差减小. g 玻色子的效应可以通过一定的方式在 sd 空间重整化. 引入 g 玻色子后, 在计算跃迁方面也出现一些新的变化. 我们认为有必要在核子之间引入十六极型的相互作用力. 由于这种形式的相互作用提供的结合能, 使得文献 [2] 在原微观方案的基础上定义的 g 玻色子具有较强的集体性, 能够用于讨论原子核的低能集体性质.

作者感谢华中师范大学刘庸教授和武汉大学桑建平教授的指导.

## 参 考 文 献

- [1] Iachello F, Arima A. The Interacting Boson Model. Cambridge: Cambridge University Press, 1987
- [2] Han Guangze. Journal of South China University of Technology (Natural Science Edition) (in Chinese), 1997. 11  
(韩光泽. 华南理工大学学报, 1997, 11)
- [3] Yang Zesen, Liu Yong, Qi Hui. Nucl. Phys., 1984, A421:297-302
- [4] Liu Yong. thesis. Department of Physics (in Chinese), Pening University, 1984  
(刘庸. 博士论文. 北京: 北京大学物理系, 1984)
- [5] Otsuka T, Ginocchio J N. Phys. Rev. Lett., 1985, 3:276-281



- [6] Liao Jizhi. Modern Nuclear Model (in Chinese). Chengdu: Sichuan University Press, 1990. 158  
(廖继志. 近代原子核模型. 成都: 四川大学出版社, 1990. 158)
- [7] Sang Janping. thesis. Institute of Particl Physics (in Chinese), Huazhong Normal Universiey, 1992  
(桑建平. 博士论文. 武汉: 华中师范大学粒子物理研究所, 1992)
- [8] Han Guangze, Liu Yong, Sang Janping. Journal of Wu Han University (Natural Science Edition)(in Chinese), 1996, 42(5):627—632  
(韩光泽, 刘庸, 桑建平. 武汉大学学报(自然科学版), 1996, 42(5):627—632)

## Inclusion of g Boson in the Microscopic sdgIBM and the g Boson Effect

Han Guangze

(South China University of Technology, Guangzhou 510641)

**Abstract** The inclusion of g boson in the microscopic sdgIBM is presented. The collectivity of g boson, the relationship between g boson properties and the strengths of the effective nucleon-nucleon interaction, and the influence of g boson on the sdIBM are discussed in detail.

**Key words** interacting boson model(IBM), g boson, collectivity