

¹⁶O 巨偶极共振的精细结构

余友文 朱熙泉 吴慧芳
(中国科学院高能物理研究所)

电巨偶极共振 (GDR) 的精细结构是原子核在高激发态下仍表现出有复杂结构的一个典型例子. 例如 ¹⁶O 在 GDR 区的 21, 22, 23, 24, 25(MeV) 的五个共振峰在(γ, n)和(γ, p)反应中同时被确证. 偶极强度的分布情况是 22, 24 两个峰占有 60%, 其它每个峰都是占百分之几的比例. 2p-1h (以 p 表粒子, h 表空穴)壳模型组态混合的计算, 在 GDR 区只能给出 22 和 24 MeV 的二个峰. 因此强度函数的上述结构无疑表示 GDR 在向复合核态延展过程中, 与该能区的其它多粒子激发有特殊的耦合.

在资料[1]中曾用两个 T = 0 和一个 T = 1 的粒子空穴玻色子构成的 3p-3h 组态为基础, 考虑了 T = 0 声子间的 p-p 和 h-h 关连来计算 GDR 区的精细结构和偶极强度的分布. 但是 ¹²C(α, γ)¹⁶O 反应实验给出在 21 MeV 处有尖锐的共振峰^[2], 这很难认为是由 3p-3h 组态所提供. 此外 ¹⁶O 低激发偶宇称态研究表明 4p-4h 激发将比 2p-2h 更低, 所以应该讨论在 GDR 区存在 5p-5h 组态担负精细结构的问题.

我们给出一个在 ¹⁶O GDR 区承担精细结构的 5p-5h 激发的模型, 并指出承担将该种 5p-5h 激发与 GDR 关连的 3p-3h 的结构, 与承担 GDR 区精细结构的 3p-3h 的结构是十分不同的.

鉴于这是一个定性的讨论, 我们将理论背景简化. 首先, 我们不考虑开道的耦合问题, 把 d_{3/2} 单粒子共振纳入束缚能级后, 随能量变化缓慢的开道耦合不会对精细结构产生重要影响. 精细结构的问题本质上是束缚态空间的问题. 其次, 我们简单采用 L-S 耦合表象的 Brown 模型态作为光子道门口态的 GDR.

$$D|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_i A_{i11}(a_i^+ b^+)_{i01}, \tag{1}$$

$$A_{i_1 i_2 L} = \frac{i_1 i_2}{L} C_{i_1^0 i_2^0}^{L0}, \tag{2}$$

这儿 $i = \sqrt{2l+1}$, a_i^+ 和 b^+ 分别是 sd 壳粒子和 p 壳空穴的产生算符. 这里和以后, 三个下标总是代表 LST 量子数. 所有 1p-1h 组态混合计算都表明 22 和 24 MeV 这两个峰主要是 1p-1h 组态, 也就是说光子道门口态应该有二个. 我们估计了波函数(1)由于自旋轨道耦合而引起劈裂的二条能级是在 GDR 区的. 那样的话从 j-j 表象出发才是自然的. 因为我们只是讨论可能的多粒子激发与门口态的耦合问题, 采用 L-S 表象来处理将使问题大大简化. 最后, 剩余相互作用采取 Wigner 型冻结径向自由度的 δ 力, 即 $V_{12} = -V_0 R \delta(Q_1 - Q_2)$. 对应于 p-p, p-h 和 h-h 相互作用, R 分别为 1 和 1.5. 这主要是参照

δ 力径向积分而作的等效考虑, 选取 $\frac{V_0}{8\pi} = 1 \text{ MeV}$, 大壳间隔取为实验值 17 MeV , 此时波函数(1)的能量是 23 MeV , 正位于 GDR 区的中心.

1. GDR 区的 $5p-5h$ 激发

在资料 [3] 中曾给过同一个谐振子大壳的两个粒子、三个粒子和四个粒子的下述结构:

$$\alpha_2(LST) = \sum_{l'l'} A_{l'lL}(a_i^+ a_j^+)_{LST}, \tag{3}$$

$$\alpha_3\left(L \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right) = \sum_{L'l's't'} A_{L'l'L} \frac{(-1)^{s'} - (-1)^{t'}}{2} (\alpha_2(L'S'T')a_i^+)_{L\frac{1}{2}\frac{1}{2}}, \tag{4}$$

$$\alpha_4(L00) = \sum_{L'l'} A_{L'l'L} \left(\alpha_3\left(L' \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right) a_i^+\right)_{L00} \tag{5}$$

这类结构最大的特点是它们全属于空间全对称因而具有最大吸引力. 用它们描述相应的粒子系统的低激发态时是反映了某种真实性的. (3),(4),(5)也完全适用于空穴系统, 那时分别命名为 $\beta_2(LST), \beta_3\left(L \frac{1}{2} \frac{1}{2}\right), \beta_4(L00)$.

粒子空穴激发所构成的低激发态的一个自然表象是它的粒子集团和空穴集团分别属于上述结构. 在工作 [4] 中曾用 $[\alpha_4(L00)\beta_4(L00)]_{000}$ 作为处理 ^{16}O 第二个 0^+ 态的表象. 这时粒子空穴作用有二个清楚的特点, 第一它们是斥力. 第二, 不同 L 间有很强的非对角元. 即真实的粒子空穴激发状态不是粒子集团与空穴集团的弱耦合态, 而是一个强耦合态. 他们用这个模型解释了 ^{16}O 的 0_2^+ 态.

如果说 ^{16}O 激发能为 6.06 MeV 的 0_2^+ 是 $4p-4h$ 激发, 此外我们也知道与波函数(1)正交的 $T = 1$ 玻色子的相互作用能量是零. 所以一个 0_2^+ 和上述波色子的弱耦合态零级能量正是 23 MeV . 这是一个很好的启示. 但是 $4p-4h$ 与 $T = 1$ 玻色子相互作用很复杂, 不能从这种弱耦合出发而应选取下述表象作为出发点:

$$\psi(L1) = [\alpha_4(L00)\beta_4(L00)]_{000}(a_i^+ b^+)_{101} \tag{6}$$

它们的重叠积分可分为四项, 用图 1 表示. 以箭头向上的直线表示粒子, 箭头向下的直线

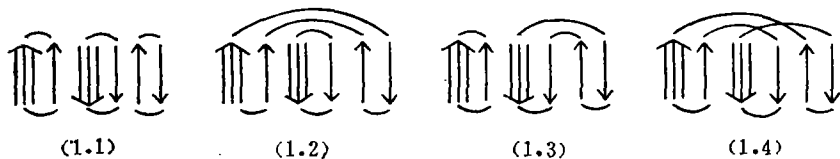


图 1

表示空穴. 每个图上、下的三条弧线表示波函数(6)中的三个集团, 集团中的耦合顺序由(6)决定, 在图中省去了. 由于 α_4 和 β_4 的四条费米线是等价的, 只要考虑其中之一的重耦合就行了.

对于所有的归一因子, 如果假定图(1.1)的贡献是 1, 那么图(1.2)和(1.3)之和差不多是 -0.5 . 所以粒子与空穴集团分别重耦合的项是重要的. 但图(1.4)即粒子与空穴同时重耦合的贡献不到 0.1. 在我们所考虑的具体情况下, 重叠积分中图(1.2)和(1.3)均为零,

只有图(1.4)有贡献,图(1.4)的贡献是不到0.1的一个数,所以这套基是十分接近正交的。

相互作用矩阵元可类似地分成四项。图1中任何两条费米线之间都可以发生相互作用。但是处于上下相同的粒子集团和空穴集团的费米线是等价的,等价图的数目和符号规则是简明的。图2画出了全部不等价 $p-p$ 相互作用的图。

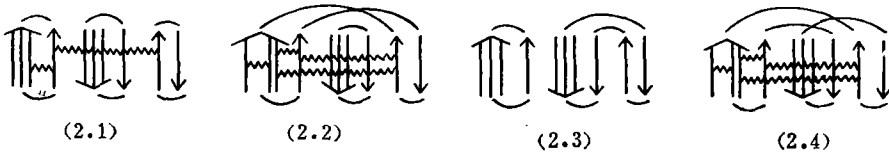


图 2

对角矩阵元与重叠积分相似。若图(2.1)贡献是1,则图(2.2), (2.3)贡献之和近于-0.5,图(2.4)的贡献是不到0.1,也就是说忽略两个集团同时重耦合的近似是好的。但是第一种图既包括一般弱耦合意义上的贡献,还有集团之间的相互作用。以 $L = l = 0$ 的 $p-h$ 作用的第一种图为例,我们有

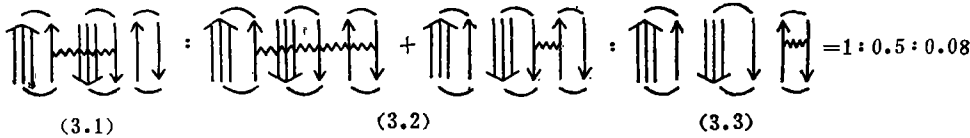


图 3

所以集团之间的相互作用项图(3.2)与一个集团的重耦合项,即类似于图(2.2), (2.3)的 $p-h$ 相互作用在很大程度上相消了。对 $p-p$ 和 $h-h$ 相互作用,一个集团的重耦合项要大一些,但也相消了一部分。另外,重耦合项是使波函数重叠积分减小的。玻色近似的归一因子是1,则考虑重耦合后的归一因子是一个比1大的数,因此又使矩阵元加大了。其结果是对角矩阵元来说其数值是与弱耦合近似相近的。

对于非对角矩阵元,在目前情况下,集团间的相互作用,即如图(3.2)是严格为零,因此第一种图与弱耦合完全等价。所以破坏一个集团的重耦合项把弱耦合近似下的非对角矩阵元改变很大。原来 $4p-4h$ 的强非对角矩阵元被减小一些,原来不很大的 $T = 1$ 玻色子的 $p-h$ 相互作用完全反号了。

简短的结论是;表象(6)基本正交,它的对角矩阵元倾向于弱耦合近似,非对角元的一个集团重耦合项将更变弱耦合近似下 $T = 1$ 玻色子的结构,同时减小 $4p-4h$ 之间的关联。

选取 $L = 0, 2, l = 0, 2$ 的四个基(根据(4) $L = 4$)是很不重要的。计算了全部相互作用的严格解和忽略全部第四种图的近似解。在计算中考虑了基的不正交性。表1中列出了其中能量最低的两个解。对于最低的解忽略两个集团同时重耦合几乎没有影响。它被认为位于 GDR 区的低能端。对于次低解,忽略第四种图对能量影响是很大的,对波函数结构没有变化。正如前段分析所指出的原因,最低解是一个 $4p-4h$ 之间适当的耦合

表 1

	$E(\text{MeV})$	$\psi(00)$	$\psi(02)$	$\psi(20)$	$\psi(22)$
严格解	20	-0.27	0.77	0.20	-0.54
	26	0.82	0.30	-0.47	-0.16
近似解	20	-0.34	0.77	0.21	-0.50
	37	0.80	0.33	-0.46	-0.21

乘上一个相干的 $p-h$ 玻色子,而次低的解却是乘上一个不相干 $p-h$ 玻色子.

2. 第二门口态

我们定义第二门口态;

$$D_2 = \frac{1}{\sqrt{N}} H_{40} D |0\rangle, \quad (7)$$

$$H_{40} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta\gamma\delta} \langle \alpha\beta | V | \gamma\delta \rangle a_\alpha^\dagger a_\beta^\dagger b_\gamma^+ b_\delta^+. \quad (8)$$

显然,在 $3p-3h$ 空间中的这个态集中了与 GDR 的全部相互作用,虽然它并非 H 量的本征态,并且自身能量很高,但 $5p-5h$ 总是通过它与 GDR 偶合.

必须指出, H_{40} 与 $L=S=T=0$ 的两个质心声子激发态重叠很大,与同样零级能的一个质心声子激发态基本正交,所以应将(7)式的 H_{40} 改为 H'_{40} ,使其与两个声子激发态正交.

$$H'_{40} = (1 - |R\rangle \langle R|) H_{40} (1 - |R\rangle \langle R|), \quad (9)$$

其中 $|R\rangle$ 是 $L=S=T=0$ 的两个质心声子激发态.

这样得到的第二门口态的能量在远离 GDR 区的 36 MeV, 与 GDR 之间的耦合是 6 MeV, 与最低和次低的 $5p-5h$ 激发之间的矩阵元分别是 4 MeV 和 -1 MeV. 应该指出,从表 1 可看到, $5p-5h$ 激发能量最低解中 $T=1$ 的 $p-h$ 玻色子是相干结构. 正是由于这个原因它与第二门口态才有较大的关联,并通过第二门口态与 GDR 相耦合以担负 GDR 的精细结构. 我们把 GDR , 第二门口态和两个最低的 $5p-5h$ 组态对角化. 得到了在 19 MeV 有一能级,它占有 15% 偶极强度,它的组态主要是最低的 $5p-5h$ 组态. 这个偶极强度比例是被夸大了,因为我们把空间选得太小了.

3. GDR 区的 $3p-3h$ 激发

第二门口态能量较高,真正在 GDR 区担负精细结构的 $3p-3h$ 态并不是第二门口态. 引入 $3p-3h$ 空间的下述表象:

$$\psi_i = \frac{1}{\sqrt{N}} [\psi(\{f\}_p \alpha_p L_p S_p T_p) \psi(\{f\}_h L_h S_h T_h)]_{101}, \quad (10)$$

其中 $\{f\}$ 是三个粒子或空穴的空间对称性,对 p 壳用 $\{f\}$, LST 分类已足够,对 sd 壳还应引入其它量子数 α_p , 例如 SU_3 对称. 由于我们只关心与 GDR 有耦合的那些 $3p-3h$ 组态(第二门口态空间),在我们所选的剩余相互作用下, $\{f\}$ 只有 $[3]$ 和 $[21]$. 显然 $[3]_p \times [3]_h$, $[3]_p \times [21]_h$ 和 $[21]_p \times [3]_h$ 这些空间在能量上比较低. 我们选取 $[3]_p \times [3]_h$ 空间的基为

$$\psi(L_1 L_2) = \frac{1}{\sqrt{N}} \left[\alpha_3 \left(L_1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) \beta_3 \left(L_2 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) \right]_{101},$$

$L_1 = 0, 2, 4, L_2 = 1, 3$. 它的最低解能量在 13 MeV, 与 *GDR* 耦合也非常小. 它的第二个解在 28 MeV, 与第二门口态的重叠积分为 0.2, 这相当于说该态与 *GDR* 的耦合矩阵元超过 1 MeV*. 在 *GDR* 区这样大的耦合是可能转移百分之几偶极强度而充当精细结构的.

对于 $[3]_p \times [21]_h$ 空间, 基选为

$$\psi(L_1 L_2) = \frac{1}{\sqrt{N}} \alpha_3 \left(L_1 \frac{1}{2} \frac{1}{2} \right) \gamma(L_2 S T)_{101},$$

其中 $\gamma(LST)$ 是 p 壳层 $[21]$ 对称性的态. 选取 $L_1 = 0, 2, L_2 = 1, 2$, 它们的三个解分别为 19, 26, 28 MeV, 其中 26 MeV 的态与第二门口态的重叠积分最大, 是 0.2. 相信类似的结果也将出现在 $[21]_p \times [3]_h$ 空间中. 这些态是可能充当 *GDR* 区精细结构的. 要得到与实验定量符合则须在 $j-j$ 表象进行计算, 这儿只是定性讨论 $3p-3h$ 空间提供精细结构的问题, 因此不做进一步的计算了.

通过前面讨论我们得到了一些定性的结果. 第二门口态集中了第二门口态空间与 *GDR* 的全部相互作用, 但是它不是 H 量的本征态, 并且也不在 *GDR* 区. 它延展在对称性较强的那一部份空间中 (例如 $[3]_p \times [3]_h, [3]_p \times [21]_h, [21]_p \times [3]_h$) 有许多态是处于 *GDR* 区的. 这些态只占有第二门口态的很小一部份, 但作为转移百分之几偶极强度的精细结构是可以的. 如果再同时由它们负责关连 $5p-5h$ 组态那几率就很小了. 所以 $5p-5h$ 所提供的精细结构是由第二门口态空间能量较高的那一部份来关连的. 至于在 *GDR* 区充当精细结构的具体 $3p-3h$ 组态是什么还不清楚, 因为以上所讨论的各空间之间还有关连存在, 并且这个问题的实验鉴准同样也是困难的.

参 考 资 料

- [1] W. L. Wang and C. M. Shakin, *phys. Rev.*, **C5** (1972), 1898.
- [2] M. Suffert and W. Feldman, *phys. Lett.*, **24B**(1967), 579.
- [3] 余友文、张宗焯、于敏, *物理学报*, **21**(1965), 542.
- [4] 张宗焯、厉光烈、赵维勤, *科学通报*, **18**(1973), 167; *物理学报*, **26**(1977), 54.

FINE STRUCTURE OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE IN ^{16}O

YU YOU-WEN TZU HSI-CHUEN WU WEI-FANG

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica)

* $D_2 = \sum a_i \psi_i, \sum a_i^2 = 1, \langle D | H'_{40} | D_2 \rangle = \sum a_i \langle D | H'_{40} | \psi_i \rangle$, 所以 $\langle D | H'_{40} | \psi_i \rangle = a_i \langle D | H'_{40} | D_2 \rangle$.