

# 激发带基带角动量差的微观分析

张敬业

(近代物理研究所)

## 摘 要

对激发带基带角动量差  $i(\omega)$  所包含的各种成分进行了比较仔细的分析。指出一般地  $i(\omega) = i_{\text{RAL}}(\omega) + i_{\text{PR}}(\omega) + i_{\text{SC}}(\omega)$ 。强调了偶偶核第一个回弯中超带的  $i(\omega)$  绝不只是来自于转动排列  $i_{\text{RAL}}(\omega)$ 。并具体利用推转壳模型,从微观角度就  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{188}\text{Hg}$ ,  $^{156}\text{Er}$  三个典型核超带的  $i(\omega)$  的不同成分作了定量估计。指出对于大形变核,除  $i_{\text{RAL}}$  起主要作用外,对关联减弱的贡献  $i_{\text{PR}}$  也是不能忽略的。对于像  $^{188}\text{Hg}$  这样的软核,形状变化的贡献  $i_{\text{SC}}$  十分重要。而对于  $^{156}\text{Er}$  这类过渡核,对关联减弱和形状变化均起相当重要的作用。

## 一、

Bohr 和 Mottelson<sup>[1]</sup> 强调的激发带与参考带的角动量差

$$i(\omega) = I_{\alpha}(\omega) - I_0(\omega) \quad (1)$$

近年来引起了广泛的兴趣。对于给定的转动频率  $\omega$ ,  $I_{\alpha}$ 、 $I_0$  分别为激发态  $\alpha$  及参考态的角动量。参考态通常是取基带或 yrast 带中的态(当讨论奇  $A$  核时,则取相邻偶偶核的对应态)。显然,如此定义的  $i(\omega)$  是紧密地联系于激发带的内禀性质的<sup>1)</sup>。例如在讨论偶偶核第一个回弯中超带的特征时,人们就常常利用推转壳模型<sup>[2]</sup> 所得到的  $i(\omega)$  值和实验值作比较,用以确定超带的性质<sup>[3,4]</sup>。

但是正如作者指出的<sup>[5]</sup>,由于实验上观察到的激发带所对应的  $i(\omega)$ ,既可能包含着单粒子排列角动量的贡献,也可能包含着由于激发带的形状不同于基带的,即形状变化的影响,还可能对关联减弱的效应。所以进一步从微观角度设法定量地估计  $i(\omega)$  的不同成分,显然是十分有兴趣的问题。

## 二、

为确定起见,下面具体以偶偶核第一个带交叉中的超带为例加以分析,基本思想对其它激发带也是适用的。在这种情况下,如我们所指出的<sup>[6]</sup>, (1)式一般地可写成:

$$i(\omega) = I_s(\epsilon^s, \Delta^s, \omega) - I_g(\epsilon^g, \Delta^g, \omega) \quad (2)$$

本文 1983 年 1 月 15 日收到。

1) 当然,  $i(\omega)$  和  $I_0(\omega)$  的选取也是有关的。关于这个问题,请参看[2]及[15]。

其中  $\varepsilon$  (包括  $\varepsilon_2, \varepsilon_4, \gamma$  等) 为形变参数,  $\Delta$  为反映对关联强弱的能隙参数, 附标  $s$  和  $g$  分别对应于超带和基带<sup>1)</sup>. 如前所述,  $i(\omega)$  一般地包含有转动排列 (RAL), 对关联减弱 (PR) 及形状变化 (SC) 的贡献, 所以普遍地,

$$i(\omega) = i_{\text{RAL}}(\omega) + i_{\text{PR}}(\omega) + i_{\text{SC}}(\omega) \quad (3)$$

其中  $i_{\text{RAL}}(\omega)$  为转动排列的贡献, 即

$$i_{\text{RAL}}(\omega) = I_s(\varepsilon^g, \Delta^g, \omega) - I_g(\varepsilon^g, \Delta^g, \omega) \quad (4)$$

也就是说激发带的形状和能隙如果和基带的完全一样, 则可以肯定其角动量相对于基带的增加是纯粹来自于转动排列的贡献.

正如 Bengtsson 和 Frauendorf<sup>[2]</sup> 在他们工作中所强调的那样, 他们在求解 HFB 方程时, 正是假定了形变和能隙是常数的. 因此, 他们所求得的  $i(\omega)$ , 正是  $i_{\text{RAL}}(\omega)$ .

为了合理地定义(3)式右端另两个成分, 即来自于对关联减弱的贡献  $i_{\text{PR}}(\omega)$ , 及来自于形状变化的效应  $i_{\text{SC}}(\omega)$ , 我们可以按照图 1 所示的两种极端情况来分解(2)式和(4)式右端的差值  $I_s(\varepsilon^s, \Delta^s, \omega) - I_s(\varepsilon^g, \Delta^g, \omega)$ . 沿路径 1, 意味着先发生形状变化, 由  $\varepsilon^g$  变到  $\varepsilon^s$ , 但能隙不变取  $\Delta^g$  值, 而后发生对关联的减弱, 由  $\Delta^g$  变到  $\Delta^s$ , 此时形变则取  $\varepsilon^s$  值. 即

$$i_{\text{SC1}}(\omega) = I_s(\varepsilon^s, \Delta^g, \omega) - I_s(\varepsilon^g, \Delta^g, \omega) \quad (5)$$

$$i_{\text{PR1}}(\omega) = I_s(\varepsilon^s, \Delta^s, \omega) - I_s(\varepsilon^s, \Delta^g, \omega)$$

路径 2 意味着先发生对关联减弱, 由  $\Delta^g$  变到  $\Delta^s$ , 而后形状由  $\varepsilon^g$  变到  $\varepsilon^s$ , 于是

$$i_{\text{PR2}}(\omega) = I_s(\varepsilon^g, \Delta^s, \omega) - I_s(\varepsilon^g, \Delta^g, \omega) \quad (6)$$

$$i_{\text{SC2}}(\omega) = I_s(\varepsilon^s, \Delta^s, \omega) - I_s(\varepsilon^g, \Delta^s, \omega)$$

如果实验上能够区分对减弱和形状变化的次序, 例如通过精确的  $g$  因子及  $B(E2)$  值的测量, 那么就有可能区分路径 1 和路径 2, 这自然将会提供核的内禀性质随转动频率变化的有价值的信息. 但目前实验上尚不能做到这一点. 而且实际上, 形状变化和对关联减弱以及转动排列常常是交织发生的, 所以, 取两类路径的平均值来定义形状变化和对关联减弱的贡献看来是合理的:

$$i_{\text{SC}}(\omega) = \frac{1}{2} (i_{\text{SC1}}(\omega) + i_{\text{SC2}}(\omega)) \quad (7)$$

$$i_{\text{PR}}(\omega) = \frac{1}{2} (i_{\text{PR1}}(\omega) + i_{\text{PR2}}(\omega))$$

显然(4)–(7)诸式和(2), (3)式是自洽的.

这样我们就有可能利用 Bengtsson 和 Fraaendorf 的计算程序<sup>[2]</sup>, 根据(4)–(7)诸式, 计算出不同效应对  $i(\omega)$  的贡献来. 从而对于超带(或一般地, 对于给定的激发带)的屬性, 从微观的角度有更进一步的理解.

1) 实际上  $\varepsilon = \varepsilon(\omega)$ ,  $\Delta = \Delta(\omega)$ , 即均是依赖于  $\omega$  的, 但作为近似, 在下面的计算中. 我们取平均值, 即:  $\Delta^{s,g} = \bar{\Delta}^{s,g}(\omega)$ ;  $\varepsilon^{s,g} = \bar{\varepsilon}^{s,g}(\omega)$ .

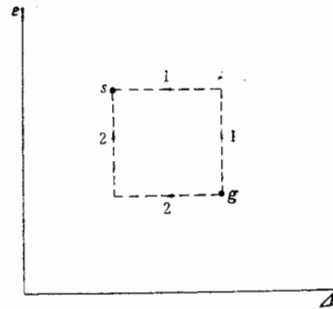
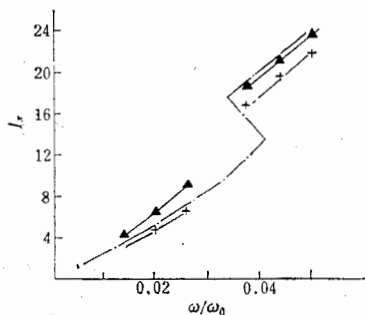


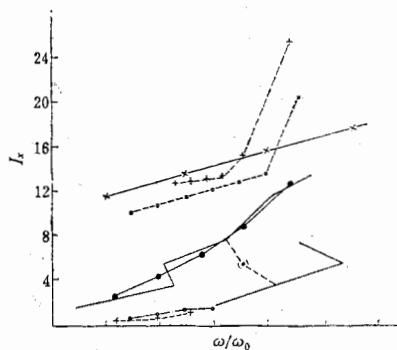
图 1 由  $g$  带到  $s$  带的  $\varepsilon, \Delta$  变化路径示意图

## 三、

下面来看几个偶偶核第一个回弯中的超带的典型例子. 如所周知,  $^{164}\text{Er}$  是一个大形变核,  $\epsilon_2 \approx 0.26$ . 而且根据核相图的分析<sup>[7]</sup>, 这个核的形变是稳定的, 亦即可以认为  $\epsilon^f \approx \epsilon^g$ , 在此假定  $F$ , 自洽的推转模型计算结果<sup>[8]</sup> 给出超带的质子能隙为  $\Delta_p^f \approx 0.9\Delta_p^g$ , 中子能隙为  $\Delta_n^f \approx 0.7\Delta_n^g$ . 图 2<sup>1)</sup> 给出了对应于不同能隙下用推转壳模型计算所得的  $I \sim \omega$  关系曲线, 由图很容易看到, 如果  $\Delta^f = \Delta^g$ , 则理论值  $I_i^{\text{theo}}$  系统地低于实验值  $I_i^{\text{exp}}$ , 而当代入自洽计算所得的  $\Delta_p^f$  和  $\Delta_n^f$ , 则可得到  $I_i^{\text{theo}}(\omega) \approx I_i^{\text{exp}}(\omega)$ . 于是注意到  $\epsilon^f \approx \epsilon^g$ , 根据 (5)–(7) 式, 立即可得  $i_{PR}(\omega_c)^2 \approx 2\hbar$ . 实验值  $i^{\text{exp}}(\omega_c) \approx 8\hbar$ , 这意味着对关联减弱的贡献达到 25%, 因此显然是不可忽略的.

图 2  $^{164}\text{Er}_{96}$  的  $I_x \sim \omega$  图

- 实验值
- +——+  $I_g^{\text{theo}}, I_f^{\text{theo}}, \epsilon_2 = 0.26$   
 $\Delta_p^f = 0.111, \Delta_n^f = 0.104$
- ▲——▲  $I_g^{\text{theo}}, I_f^{\text{theo}}, \epsilon_2 = 0.26,$   
 $\Delta_p^f = 0.9\Delta_p^g, \Delta_n^f = 0.7\Delta_n^g$

图 3  $^{188}\text{Hg}_{108}$   $I_x \sim \omega$  图

- ×——×  $^{198}\text{Hg}$  的  $I_f^{\text{exp}}(\omega)$
  - $^{188}\text{Hg}$  的  $I_g^{\text{exp}}(\omega), I_f^{\text{exp}}(\omega)$  以及  
··(·)·· Yrast 带的  $I(\omega)$
  - $^{188}\text{Hg}$  的  $I_g^{\text{theo}}(\omega), I_f^{\text{theo}}(\omega), \epsilon = 0.095$
  - +——+  $^{188}\text{Hg}$  的  $I_g^{\text{theo}}(\omega), I_f^{\text{theo}}(\omega), \epsilon = -0.095$
  - $^{188}\text{Hg}$  的  $I_g^{\text{theo}}(\omega), \epsilon = 0.285$
- 理论计算中各带均取  $\Delta_p = 0.142, \Delta_n = 0.123$

$^{188}\text{Hg}$  则是另一个典型例子. 如 J.H.Hamilton 等<sup>[9]</sup>所指出的, 已经观察到的基带和超带, 可能对应于两个不同的形变:  $\epsilon_2^g \approx 0.095, \epsilon_2^f \approx 0.285$  这个核中出现的回弯, 因而是形状相变的结果. 图 3 给出了相应的理论结果和实验值. 为了简化, 计算中先假定超带和基带的能隙是相同的由图 3 可以得出如下几点:

1. 对应基带, 假定形变为  $\epsilon_2 = 0.095$  或  $\epsilon_2 = -0.095$ , 理论值相近, 均能大致符合基带低自旋部分的趋势. 但是这样形变的转动排列带两者是有区别的. 而其趋势, 特别是  $\epsilon_2 = 0.095$ , 和  $^{198}\text{Hg}$  核实验上观察到的超带是相似的. 而如文献[10]所分析的, 对

1) 本文插图,  $\Delta_p$  的单位为  $\omega_p = 41 \cdot A^{-1/3} \left(1 - \frac{N-Z}{3A}\right) \text{MeV}$ ,

$\Delta_n$  的单位为  $\omega_n = 41 \cdot A^{-1/3} \left(1 + \frac{N-Z}{3A}\right) \text{MeV}, \omega_0 = 41 \cdot A^{-1/3}$ .

2)  $\omega_c$  为带交叉处的  $\omega$  值

于  $^{198}\text{Hg}$ , 超带为转动排列带, 形变  $\epsilon_2 \approx 0.1$ . 但是这样小形变的转动排列带在  $^{188}\text{Hg}$  中至今尚未观察到. 而大形变带, 即假定  $\epsilon_2 = 0.285$  所得的理论结果能相当好地再现实验数据, 这是对这个核形状相变导致第一个回弯出现的解释的又一支持. 在这个例子中  $i^{\text{exp}}(\omega_c) \approx 5\hbar$ , 而在能隙不变的简化假定下的理论结果指出  $i_{\text{RAL}}(\omega_c) \approx 11\hbar$ ,  $i_{\text{SC}}(\omega_c) \approx -6\hbar$ . 可见形状变化对于角动量差  $i(\omega)$  的贡献, 在这种情况下是完全不能忽略的.

理论计算还给出了<sup>[11]</sup>这样大形变下的质子  $i_{13/2}$  转动排列带及中子  $i_{13/2}$  转动排列带. Argonne 实验室最近的实验结果似乎表明<sup>[12]</sup>, 在  $^{186}\text{Hg}$  中, 确实存在这样两种转动排列带. Hg 同位素的核相图(见图 4)分析<sup>[11]</sup>表明, 轻同位素  $^{184}\text{--}^{188}\text{Hg}$  是典型的形状共存核, 在  $\epsilon_2$  位能面, 亦即势能和四极形变  $\epsilon_2$  的关系图上具有两个极小. 形状相变应是第一个回弯的主要原因. 理论分析指出, 这些同位素均应该存在大形变的转动排列带, 这还有待于实验的进一步验证.

根据 Er 同位素的核相图<sup>[7]</sup>可知.  $^{156}\text{Er}_{88}$  是个典型的过渡核. 基态  $\epsilon_2$  位能面存在两个极小<sup>[13]</sup>:  $\epsilon_2 \approx -0.12$  及  $\epsilon_2 \approx 0.16$ , 而  $\gamma$  方向相当平坦. 可以想见这样软的原子核, 在转动中形状是很可能发生变化的. 图 5 给出了利用推转壳模型所作的初步理论结果.

由图可见,  $\epsilon_2 = -0.12$  的理论曲线, 基带的  $I_g^{\text{theo}}(\omega)$  低于实验值  $I_g^{\text{exp}}(\omega)$ , 而  $I_s^{\text{theo}}(\omega)$ , 是  $h_{11/2}$  质子对的转动排列带, 远偏离于实验值.  $\epsilon_2 = 0.16$  的计算结果  $I_g^{\text{theo}}(\omega)$  的低自旋部分比较接近于  $I_g^{\text{exp}}(\omega)$ , 但趋势仍不符. 这说明基带的形状或对关联已有某些变化, 而  $\epsilon_2 = 0.16$  的超带  $I_s^{\text{theo}}(\omega)$  亦不能再现实验值. 如果我们按照核相图的启示, 认为  $^{156}\text{Er}$  的超带具有和相邻大形变核相近的形变, 即  $\epsilon_2 \approx 0.26$ , 则由图立即可见, 这样大形变下的超带  $I_s^{\text{theo}}(\omega)$  可以大体再现实验值的趋势, 但系统地略低. 如果再考虑到对关联的减弱, 作为例子图中画出了  $\Delta^s = 0.8\Delta^g$  的理论曲线, 看来, 在  $\epsilon_2 = 0.26$  的假定下, 实验值正出现在  $\Delta^s = \Delta^g$  及  $\Delta^s = 0.8\Delta^g$  两条曲线之间, 而趋势是基本相符的.

上述初步比较表明, 对于  $^{156}\text{Er}$  这

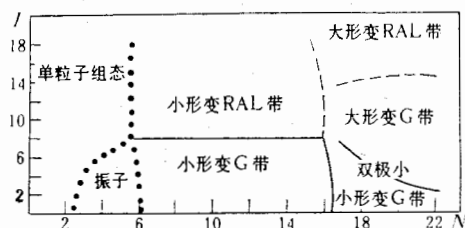


图 4  $^{80}\text{Hg}$  同位素的核相图

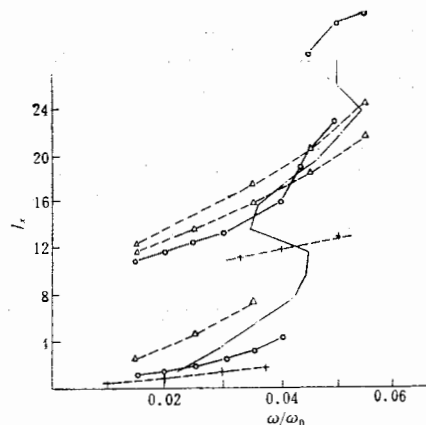


图 5  $^{156}\text{Er}_{88}$  的  $I_x \sim \omega$  图

- $I_x^{\text{exp}}(\omega)$
- + --- +  $I_g^{\text{theo}}(\omega), I_s^{\text{theo}}(\omega)$  ( $\pi h_{11/2}$  RAL 带)  
 $\epsilon_2 = -0.12, \Delta_{p1} = 0.152,$   
 $\Delta_{n1} = 0.125$
- $\triangle$  ---  $\triangle$   $I_g^{\text{theo}}(\omega), I_s^{\text{theo}}(\omega)$  ( $\nu i_{13/2}$  RAL 带)  
 $\epsilon_2 = 0.26, \Delta_{p1} = 0.152,$   
 $\Delta_{n1} = 0.125$
- $\blacktriangle$  ---  $\blacktriangle$   $I_s^{\text{theo}}, \epsilon_2 = 0.26, \Delta_p = 0.8\Delta_{p1},$   
 $\Delta_n = 0.8\Delta_{n1}$
- $\circ$  ---  $\circ$   $I_g^{\text{theo}}(\omega), I_s^{\text{theo}}(\omega), \epsilon_2 = 0.16$   
 $\Delta_{p1} = 0.152, \Delta_{n1} = 0.125,$   
 $I_s$  是  $\nu i_{13/2}$  RAL 带

样的过渡核, 形状变化和对关联减弱的效应均是不能忽略的. 目前关于这个核的自洽计算还在进行中, (由于对于这类过渡核, 超带中  $\gamma$  形变将起颇为重要的作用<sup>[14]</sup>, 因而自洽计算更为困难些) 所以暂时还不能对  $i(\omega)$  的诸成分给出比较好的定量估计.

通过这三个典型例子的讨论可以看到, 激发带和基带的角动量差  $i(\omega)$  包含着十分丰富的内容, 从理论上和实验上设法区分出它所包含的诸成分来, 对于探讨该激发带的性质无疑是十分有意义的.

最后, 作者对 R. Bengtsson 所作的有益讨论表示感谢.

### 参 考 文 献

- [1] Bohr and Mottelsson, *Proc. Conf. Nucl. Struc.*, Tokyo, (1977).
- [2] R. Bengtsson and S. Frauendorf, *Nucl. Phys.*, **A314**(1979), 27.
- [3] L. L. Riedinger, Invited Talk at Nordic Meeting on Nucl. Phys. August 16—20, 1982, Fuglso, Denmark.
- [4] 张锡珍, 张敬业, 原子核物理, **4**(1980), 297.
- [5] 张敬业, 高能物理与核物理, **4**(1980), 382.
- [6] Jing-ye Zhang (张敬业), Slides Report of Workshop on High spin states, Riso (1981), p. 94.
- [7] 徐躬耦, 张敬业, 高能物理与核物理, **3**(1979), 232.  
R. Bengtsson, Jing-ye Zhang (张敬业) and S. Aberg, *Phys. Lett.*, **105B**(1981), 5.  
R. Bengtsson, I. Ragnarsson, Jing-ye Zhang (张敬业) and S. Aberg, Contribution to 4th Inter. Conf. Nucl. far from tab. Helsingor, Denmark, 7—9 June (1981), p. 509.
- [8] R. Bengtsson and Jing-ye Zhang (张敬业), *Phys. Lett.*, to be published.
- [9] J. H. Hamilton et al., *Phys. Rev. Lett.*, **35**(1975), 562.
- [10] C. Günther et al., *Z. Phys.*, **A301**(1981), 119.  
M. Guttormsen et al., *Nucl. Phys.*, **A383**(1982), 541.
- [11] Jing-ye Zhang (张敬业) and L. L. Riedinger, Contr. Nordic Meeting on Nucl. Phys., 16—20 Aug., 1982, p. 64.
- [12] R. V. F. Janssens, P. Chowhury, H. Emling, D. Frekers, T. L. Khoo, W. Kuhn, Y. H. Chang, P. J. Daly, Z. W. Grahowski, M. Kertelahti, J. Macneil, Jing-ye Zhang (张敬业) and G. Leander, Contr. to Meeting on High Spin States, Oak Ridge Nov. 1982.
- [13] I. Ragnarsson, 私人通讯, (1981), 4.
- [14] R. Bengtsson, Y. S. Chen, Jing-ye Zhang (张敬业) and S. Aberg, *Nucl. Phys.*, **A**(1983), in press.
- [15] S. Frauendorf, invited Talk to Workshop of Nuclear Phys., Treiste Oct. (1981).

## A MICROSCOPIC ANALYSIS OF THE DIFFERENCE IN ANGULAR MOMENTUM BETWEEN EXCITED AND GROUND BANDS

ZHANG JING-YE

(*Institute of Modern Physics*)

### ABSTRACT

An analysis for various components included in the difference of angular momentum between excited and ground bands,  $i(\omega)$ , is done carefully. It is pointed out that, generally,  $i(\omega)$  should read as  $i(\omega) = i_{\text{RAL}}(\omega) + i_{\text{PR}}(\omega) + i_{\text{SC}}(\omega)$ . And the  $i(\omega)$  corresponding to s-band of the first backbanding in even-even nuclei is really not only the  $i_{\text{RAL}}(\omega)$ . The various components in  $i(\omega)$  corresponding to s-band for three typical nuclei  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{188}\text{Hg}$  and  $^{156}\text{Er}$  are estimated quantitatively and microscopically by using cranked shell model. For well deformed nuclei,  $i_{\text{RAL}}$  plays the dominant role, but the contribution of pairing reduction,  $i_{\text{PR}}$ , can not be neglected. As for the soft nuclei like  $^{188}\text{Hg}$ , the contribution from shape changes,  $i_{\text{SC}}$ , is very important. While for transitional nuclei as  $^{156}\text{Er}$ , both pairing reduction and shape changes will play substantial role.