第5卷 第3期 高能物理与核物理 Vol. 5, No. 3
1981 年 5 月 PHYSICA ENERGIAE FORTIS ET PHYSICA NUCLEARIS May, 1981

多带混杂和 $i(\omega)$

顾金南
（中国科学院近代物理研究所）

摘 要

本文讨论了 β 带、γ 带和基带的混杂对 $i(\omega)$ 的影响，解释了 $i(\omega)$ 在某个 ω 值之后的下降行为，并表明了在超带和基态带的交叉点 (ω_c) 附近，超带的排列角动量只是 $i(\omega)$ 的一部份. 说明在讨论 $i(\omega)$ 时，考虑多带混杂的影响是必要的.

一、引 言

Bohr 和 Mottelson 定义了 $i(\omega)$ 为超带和基态带的角动量差值[1]

$$i(\omega)=I_s(\omega)-I_g(\omega).$$

它反映激发的粒子角动量向原子核转动方向排列的程度，因而可称为排列角动量. 当超带为转动排列带，在完成转动排列后，激发粒子的排列角动量(近似)不变.

我们在前文[2]中指出，一些实验上已确认为形状相变的核，例如 ^{184}Hg, ^{186}Hg, 仍有较大的 $i(\omega)$ 值，加上其他方面的分析表明，$i(\omega)$ 是一个等效的量. 又从现有的实验能谱值发现，$i(\omega)$ 在某个 ω 值之后是下降的，例如 ^{164}Er, ^{156}Dy 核.

本文试图从多带交叉混杂方面来讨论这个问题.

二、三带混杂与 $i(\omega)$

设混杂前的 g 带，β 带和 γ 带为 h_g, h_β 和 h_γ，混杂后为 λ_g、λ_β 和 λ_γ. 混杂矩阵元为 K. 根据振动转动模型[3]

$$h_g=A_gI(I+1)=A_g\hat{I}^2,\quad K_{g\beta}=\eta_{g\beta}(\hat{I}^2-2),$$

$$h_\beta=A_\beta\hat{I}^2+E_\beta,\qquad K_{g\gamma}=\eta_{g\gamma}[(I-1)\hat{I}^2(I+2)]^{\frac{1}{2}}\delta_I;\quad I=2,\ 4\cdots$$

$$h_\gamma=A_\gamma(\hat{I}^2-4)+E_\gamma,\qquad K_{\beta\gamma}=\eta_{\beta\gamma}[(I-1)\hat{I}^2(I+2)]^{\frac{1}{2}}\delta_I;\quad I=2,\ 4\cdots$$

A_g, A_β 和 A_γ 是基带、β 带和 γ 带的转动惯量参数$\left(A=\frac{1}{2\mathscr{J}}\right)$; η 是带间混杂参数; E_β, E_γ 是 β 带、γ 带的带头能量. A, η 都可以用 E_β, E_γ 和 ε 三个参数表示.

$$\varepsilon=\frac{1}{\mathscr{J}_0},\ \hbar=1. \tag{1}$$

本文 1980 年 9 月 8 日收到.

求解三带混杂特征行列式

$$\begin{pmatrix} h_g-\lambda & K_{g\beta} & K_{g\gamma} \\ K_{g\beta} & h_\beta-\lambda & K_{\beta\gamma} \\ K_{g\gamma} & K_{\beta\gamma} & h_\gamma-\lambda \end{pmatrix}=0 \tag{2a}$$

或特征多项式

$$\lambda^3+b_1\lambda^2+b_2\lambda+b_3=0, \tag{2b}$$

即可得到 λ_g、λ_β 和 λ_g.

在 I 不大或混杂较小时，可用微扰法求解得到解析表达式

$$\lambda_g=A'_g\hat{I}^2-\beta\hat{I}^4, \tag{3}$$

$$A'_g=\frac{1}{2}\varepsilon\left(1+3\frac{\varepsilon}{E_\gamma}+\frac{3}{2}\frac{\varepsilon}{E_\beta}+2\frac{\varepsilon}{E_\gamma}\frac{\varepsilon}{E_\gamma-2\varepsilon}\right),$$

$$B=\frac{1}{2}\varepsilon\left(\frac{\varepsilon}{E_\gamma}\frac{\varepsilon}{E_\gamma-2\varepsilon}+3\left(\frac{\varepsilon}{E_\beta}\right)^2\right) \tag{4}$$

令

$$\Delta\lambda_g(I)=\lambda_g(I)-\lambda_g(I-2)=A'_g(4I_g-2)-4B(2I_g-1)(I_g^2-I_g+1), \tag{5}$$

对于超带有

$$\lambda_s(I)=\frac{1}{2\mathscr{J}_s}(I-J_s)^2+\lambda,\ \Delta\lambda_s(I)=E_\gamma=A_s(4I-4J_s-2), \tag{6a}$$

$$\omega_s=\frac{\partial\lambda_s(I)}{\partial I}=\frac{E_\gamma}{2}. \tag{6b}$$

这里 $\mathscr{J}_s(A_s)$ 和 J_s 是超带的转动惯量和排列角动量. 于是由 (5) 式和 (6) 式有

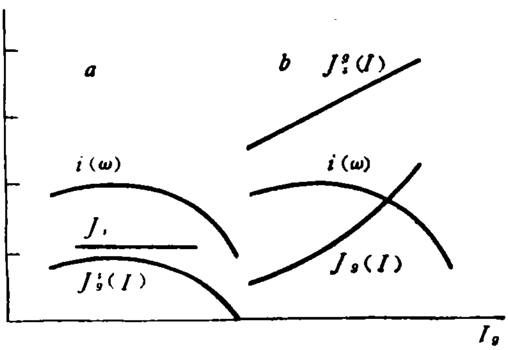

图 1　示意图

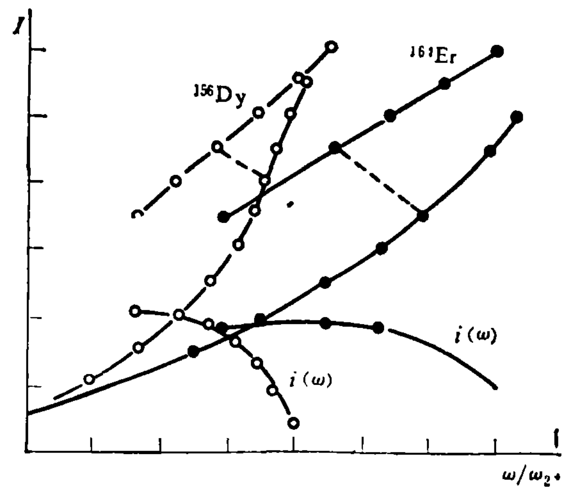

图 2　实验的 ^{156}Dy ^{164}Er 的 $i(\omega)$

$$i(\omega)=I_s-I_g=J_s+\left(\frac{A'_g}{A_s}-1\right)\left(I_g-\frac{1}{2}\right)-\frac{B}{A_s}(2I_g-1)(I_g^2-I_g+1)$$

$$=J_s-J^s_g(I). \tag{7}$$

如

$$\Delta\lambda_s(I)=A'_g(4I-4J^g_s(I)-2), \tag{6c}$$

则 $J_s^g(I)$ 一般与 I 有关,由 (5) 式和 (6c) 式有

$$i(\omega) = J_s^g(I) - \frac{B}{A_g'}(2I_g - 1)(I_g^2 - I_g + 1) = J_s^g(I) - J_g(I). \tag{8}$$

(7) 式和 (8) 式示意如图 1 (a), (b), 图 1 (a), (b) 中的 $i(\omega)$ 相同, 但 J_g 和 J_s 的表示式不同. 图 2 是 ^{156}Dy, ^{164}Er 的实验的 $i(\omega)$ 值[5].

三、讨 论

1. 众所周知,超带(转动排列带)与基态带、β 带(可能还有 γ 带)的混杂较小, 一般可由交叉点处能量差 $(E_s(I_c) - E_g(I_c))$ 估计约为几十 KeV. 而根据 (1) 式 (对 ^{154}Gd) 的估计[4]

$$\begin{aligned} &\eta_{g\beta} = -8.64\text{KeV}, \quad K_{g\beta} = 2.33\text{MeV}, \quad \eta_{g\gamma} = -4.22\text{KeV}, \\ &K_{g\gamma} = 1.14\text{MeV}, \quad \eta_{\beta\gamma} = 3.38\text{KeV}, \quad K_{\beta\gamma} = 0.92\text{MeV}. \end{aligned} \tag{9}$$

如果 $K_{sg}(I_c)$ 中的 $I_c \simeq 16$, 则 $K_{g\beta}$, $K_{g\gamma}$, $K_{\beta\gamma}$ 比 K_{sg}, $K_{s\beta}$ (可能 $K_{s\gamma}$) 大一个量级以上. 如考虑四带交叉混杂, 则超带在混杂前后的变化很小[6], 主要是交叉点处变化大些, 所以可分别考虑它和混杂后的基态带, β 带和 γ 带的交叉混杂.

2. 对于基态带 $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{R}$, 而对于超带 $\boldsymbol{I} = \boldsymbol{R} + \boldsymbol{J}_s$. 在低自旋处 J_s (在转动方向的投影) 是缓慢上升还是突然增大到最大值的, 至今还不太清楚, 但在转动排列完成后, 其 J_s 值应(或近似地)不随 ω 而变. (6a) 式就是这种情况. 从 ^{164}Er 的实验能谱[5]看, 的确是这种情况. 它的能量的二级差分 $\Delta^2 E(I) = A_s \times 8 = 75$KeV, 得到 $J_s = 4.0$, A_s, J_s 都是常数值. 但是如果变换成 (6c) 式, 则 J_s 变成为

$$J_s^g(I) = \left[\left(\frac{A_g'}{A_s} - 1\right)\left(I_s - \frac{1}{2}\right) + J_s\right] \cdot \frac{A_s}{A_g'}, \tag{10}$$

而 (7) 式中的 $J_g^s(I)$, 是基态带的带效排列角动量. J_s 和 J_g 的意义是不同的, 前者是准粒子的转动排列对 $i(\omega)$ 的贡献, 而后者是其它项的贡献.

3. $J_g^s(I)$ 项的影响. 从 (7) 式可见, 第一项 J_s 是常数值. 对不同形变区 $J_g^s(I)$ 对 $i(\omega)$ 的影响是不同的.

大形变核: $A_s \gtrsim A_g'$, $\left(\frac{A_g'}{A_s} - 1\right)$ 很小; 由于 ε 小 (E_γ, E_β 大), $\frac{B}{A_s}$ 也小. 第二项和第三项都很小, $i(\omega)$ 基本上就是常数值; 中等形变核: 如图 1 (a), (b) 所示; 小形变核: A_s 一般比 A_g' 小几倍, ε 值也大, 所以第二项和第三项都大, $i(\omega)$ 值上升很快, 直至最大值后又很快下降; 小形变核, 但超带为形状相变的带. 例如 ^{184}Hg 等. 由于基态带近似为振动谱, 又加上基带, β 带等与超带的混杂很大, 情况比较复杂. (6a) 式不适用, (6a) 式中 J_s, A_s 也不可能是常量. 总之, 对三种形变核, 能说明 $i(\omega)$ 在一定的 ω 值之后的下降趋势.

4. $I_{g\max}$. 我们求 $J_g^s(I)$ (也即 $i(\omega)$) 的极值, 因为 I 不是连续量, 仍用差分,

$$\Delta i(\omega) = i(\omega, I_g) + i(\omega, I_g - 2) = 0,$$

$$I_{g\max} = \frac{3}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{1}{B}(A_g' - A_s)}. \tag{11}$$

用 (4) 式和 (11) 式, 对 ^{156}Er, ^{164}Er; 计算 $I_{g\max}^T \approx 4$ 和 8, 而实验值 $I_{g\max}^E \approx 6$ 和 10. 如果

不是微扰解，而是严格解 (2a) 式或 (2b) 式，则 $I^T_{g\max}$ 预期将和 $I^E_{g\max}$ 相近. 类似地可求 $i(\omega)=J_s$ 的 I_g 值，即 $J^t_g(I)=0$ 的 I_g 值. 对于不同核，它随 ω_c/ω_{2^+} 增加而增加. 将 $I_{g\max}$ 代入 (7) 式，便可得到 $i_{\max}(\omega)$.

总结 2，3，4 各点，可以看到，对轻稀土区 $Z=66$、68、70 等同位素核，随着中子对的添加，形变增大，$I_{g\max}$ 增大，$J^t_g(I)$ 曲线变得平缓. 由于 $i'(\omega)$ 下降和 J_s 的下降，($N=96$ 的核例外)使 $J^t_{g\max}(I)$ 也下降.

综上所述，我们分析了三带混杂对基带的影响. 如果将混杂后的基带称为基态带，即实验测到的带，则 $i(\omega)$ 的表示式为 (7) 式. $i(\omega)$ 由两部分所组成，一部分是准粒子转动排列的贡献 (J_s 近似为常量)，另一部分是其它项的贡献. 同时，解释了 $i(\omega)$ 在某个 ω 值之后的下降行为，而且认为软核比硬核要下降的更快些. ^{156}Dy $\left(\frac{E(4^+)}{E(2^+)}=2.93\right)$ 比 ^{164}Er $\left(\frac{E(4^+)}{E(2^+)}=3.28\right)$ 软些，实验的 $i(\omega)$ 值是下降的快些 (图 2). 在三带混杂中，对 (2) 式求近似解，是为了得到 $i(\omega)$ 的解析表达式，便于分析讨论，要作定量计算这是不够的. 这里得到的 $A_s\left(\frac{1}{2\mathscr{J}_s}\right)$ 也是比较合理的，例如 ^{156}Er($2\mathscr{J}_s\approx 100$ MeV^{-1})^{162}Er($2\mathscr{J}_s\approx 110$ MeV^{-1}) 与负宇称转动排列带的 $2\mathscr{J}$ 相近. 如果这种图象或解释是合理的，则预期这种现象——$i(\omega)$ 在某个 ω 值后下降，而且软核比硬核下降得要快些——在实验 $i(\omega)$ 中可能将是普遍的. 目前只有 ^{156}Dy，^{164}Er 核实验数据较多. 希望不久以后能有更多核的实验数据，以便对一些问题深入讨论.

作者感谢兰州大学徐躬耦先生的宝贵意见和有益讨论.

参　考　文　献

[1] A. Bohr, B. R. Mottelson, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure (Tokyo) 1977; *Phys. Today*, **32**(1979), No. 5, 27.

[2] R. M. Lieder, H. Ryde, *Advances in Nucl. Phys.*, **10**(1978), 1.

[3] J. M. Eisenberg, W. Greiner, *Nuclear Model*, (1970), 152; Y. EL. Masrt et al., *Nucl. Phys.*, **A271**(1976), 133.

[4] D. Ward et al., *Nucl. Phys.*, **A332**(1979), 433; N. R. Johnson et al., *Phys. Rev. Lett.*, **40**(1978), 151.

[5] 顾金南、王正大，高能物理与核物理，4(1980)，652.

THE MULTIBAND MIXING AND THE $i(\omega)$

Gu Jin-nan

(Institute of Modern Physics, Academia Sinica)

Abstract

The effect for the mixing of the three-band, the g, γ and β bands, on the $i(\omega)$ is discussed. The decreasing behavior for $i(\omega)$ after some value is interpreted, and it is shown that near the crossing point (ω_c) of the s and g bands, rotation-aligned angular momentum of the quasiparticle is only a part of the total $i(\omega)$.