

原子核对关联相变*

吴崇试 曾谨言
(北京大学)

摘 要

应用粒子数守恒方法讨论了推转壳模型中波函数的内部结构及高转动频率下的对关联相变。结果表明,在 Coriolis 力的作用之下,推转壳模型波函数的 K 结构和对转移反应矩阵元表现出同样的变化趋势,因而可以用来作为判断变形转动核对关联相变的判据。没有发现突变性的对关联相变。堵塞效应对应于对关联参数 $\bar{\Delta} = G\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ 的影响远比 Coriolis 反配对效应重要。

一、引 言

近年来,实验上发现在 Hf 的一系列同位素的晕带和负宇称带中,当 $\hbar\omega \gtrsim 0.40\text{MeV}$ 时,它们的转动惯量几乎为一常数,接近于宏观刚性转子值^[1]。在 ^{80}Zr 的高自旋态中也观测到类似的情况^[2]。这个重要发现引起很多人的注意。有人认为这是原子核中子对关联在高自旋态下实际上已消失的反映,所以人们又把注意力回到了 20 多年前 Mottelson-Valatin 提出的原子核在高自旋态下将发生对关联崩溃 (pairing collapse) 的观点^[3]。但是 P. Ring 等提出不同看法^[4]。他们认为,从转动谱得出的关于转动惯量的信息对于判明原子核是否发生了从超导态到正常态的相变没有什么价值,而转动惯量值接近于刚体值决不意味着“对关联崩溃”,因为只是在低自旋态下对关联才在准粒子谱中产生一个能隙,而在高自旋态下会出现无能隙的超导性 (gapless superconductivity),在此情况下,很难从能谱去判明是否存在超导性。诚然,在推转的 HFB 方程的自洽求解中,人们确实发现了对关联崩溃^[5]。对于稀土核,中子对关联崩溃发生在 $I \sim 20-30(\hbar)$ 的范围内,而质子对关联崩溃发生在 $I \sim 40-50(\hbar)$ 。但没有进行粒子数投影的计算结果是不可靠的。事实上,在变分之前进行粒子数投影的计算结果^[6]表明,对关联参数 $\bar{\Delta}$ 随角动量变化极为缓慢,即使到了理论上估计可以达到的最高自旋^[7] ($I \sim 80\hbar$),对关联参数 $\bar{\Delta}$ 仍然大于 300keV。

关于如何定义对关联参数的问题已经有过很多讨论^[8]。通常在 BCS 或 HFB 理论中,用能隙参数 Δ 来刻划对关联^[9]

$$\Delta = G\langle S^+ \rangle = G \sum_{\nu} U_{\nu} V_{\nu}, \quad (1)$$

* 高校博士点基金及中国科学院科学基金资助的课题。
本文 1986 年 4 月 8 日收到。

其中 G 为对力平均强度, $S^+ = \sum_{\nu} S_{\nu}^+ = \sum_{\nu} a_{\nu}^{\dagger} a_{\nu}^{\dagger}$, S_{ν}^+ 是粒子对产生算子. Δ 亦称为对关联形变 (pairing deformation). 然而此定义在粒子数守恒的理论中是无意义的, 因为对于粒子数守恒的状态来说, $\langle S^+ \rangle = 0$. 在本文中, 我们采用下列定义^[4,9]

$$\bar{\Delta} = G \sqrt{\langle S^+ S \rangle}, \quad (2)$$

它实际上是对关联能量的一个量度, $\bar{\Delta} = \sqrt{G |\langle H_p \rangle|}$ 或 $\langle H_p \rangle = -\bar{\Delta}^2/G$. 可以证明, 在 BCS 或 HFB 理论中, $\bar{\Delta}$ 和 Δ 是一致的.

当然, 判断对关联相变的最直接的证据可从对转移矩阵元得出^[4]. 可惜在高自旋态下测量它极为困难^[10], 所以, 目前还只能从理论上进行探讨.

通常, 人们认为粒子数不守恒是 BCS 或 HFB 的主要缺点. 针对于此, 不少人发展过各种粒子数投影技巧. 最简单的一种是从 BCS 波函数中把粒子数等于体系真实粒子数的部分挑选出来, 这称为 PBCS. 另一种是在进行变分之前就进行粒子数投影^[6], 这称为 FBCS. 有关文献可在[9]中查到. 然而应该指出, 用 BCS 或 HFB 方法处理原子核问题的最严重的困难并不在于粒子数不守恒, 而是在于:

(i) 无法认真处理堵塞效应^[11,12]. 正是由于堵塞效应, 能隙参数 Δ 将与组态灵敏相关^[13,14], 而通常 BCS 处理却不得不把 Δ 看成常数. 实际上, 堵塞效应是除了 Coriolis 反配对 (CAP) 效应之外的另一种反配对效应^[15], 它对于低激发谱特别重要.

(ii) 在低激发谱中出现过多的假态^[12], 假态数目往往超过真实态的数目一倍以上, 因此, 建立在准粒子谱基础上的种种结论都必须重新认真审查.

(iii) 通常 BCS 或 HFB 理论之所以应用起来方便, 在于假定准粒子剩余相互作用可以忽略. 但实验分析表明, 准粒子剩余相互作用决不是很小的^[15]. 然而, 在 BCS 或 HFB 理论中极难处理(实际上不可能)准粒子剩余相互作用.

在本文中, 我们将把处理对关联的粒子数守恒 (PNC) 方法推广来求推转壳模型 (CSM) 哈密顿量的本征解. 有关的基本公式已在[16]中给出. 由于决定原子核低激发态性质的价核子数并不多 (~ 10), 而且对力平均强度 G 并不太强 ($G \leq d/2$, d 是费密面附近的单粒子能级平均间距), 相当精确的 PNC 波函数很容易求出. 而一旦求出了 PNC 波函数, 原子核的各种重要性质, 例如本文中特别感兴趣的关联参数 $\bar{\Delta}$, 和对转移反应矩阵元等, 均可得出. 所有这些性质的变化, 都是波函数内部结构变化的反映. 本文中 will 分析低激发带的 K 结构, 我们将看到, 和对转移反应矩阵元一样, 它可以作为刻划对关联相变的一个重要物理量.

二、理 论

与通常文献中一样, 变形核的推转壳模型哈密顿量取为

$$H_{\text{CSM}} = H_{\text{intr}} - \omega J_x = H_{sp} + H_p - \omega J_x. \quad (3)$$

其中 $-\omega J_x$ 为 Coriolis 作用, H_{sp} 为单粒子 (变形壳模型) 哈密顿量, H_p 为对相互作用. 考虑到 Coriolis 作用, 原子核角动量沿对称轴 (x 轴) 的分量不再是守恒量. 但通常假定 H_{sp} (因而 H_{CSM}) 仍具有绕 x 轴转 180° [记为 $R_x(\pi)$] 的不变性, 所以单粒子态选

第
为 R
 $r =$
变^[16].

这里
相反
可相:

的形:

其中

$2n$ 是

第一:
于相:

$\mu_0, \bar{\nu}_0$

为

$|n\rangle$

这里
更多:
++:

而

亦称为对
J, 因为对

(2)

证明, 在
自旋态下

少人发展
真实粒子
[6], 这称
里原子核

灵敏相
riolis 反

以上, 因

目互作用
BCS 或

壳模型
系激发态
与密面附
了 PNC
转移反应
文中将
对关联

(3)

对互作用
但通常
子态选

为 $R_x(\pi)$ 的本征态是方便的。 $R_x(\pi)$ 的本征值, 即 signature, 记为 r 。对于单核子态, $r = \pm i$ 。对于偶数核子系统, $r = \pm 1$ 。经适当选取位相因子后, H_{CSM} 的表达式形式不变^[16]。特别是, H_p 仍可表为

$$H_p = -GS^+S = -G \sum_{\mu\nu} b_{\mu}^+ b_{\mu}^+ b_{\nu} b_{\nu}, \quad (4)$$

这里, $\mu(\nu)$ 标记具有一定 signature r 和宇称 π 的单粒子态, $\bar{\mu}(\bar{\nu})$ 则表示相应的具有相反 signature 的态, 即相应的时间反演态, 因为时间反演 T 与 $R_x(\pi)$ 的运算效果, 最多可相差一个相因子。

在 $\omega = 0$ 情况下, 偶偶核低激发态可分为两类, 即对激发态与对拆散态。对激发态的形式为

$$\mathcal{A}_{n\beta}^+ |0\rangle = \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^{\beta} |\rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle, \quad (5)$$

其中

$$|\rho_1 \bar{\rho}_2 \dots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle = b_{\rho_1}^+ b_{\bar{\rho}_1}^+ \dots b_{\rho_n}^+ b_{\bar{\rho}_n}^+ |0\rangle,$$

$2n$ 是体系的粒子数, $\beta = 0$ (基态), $1, 2, \dots$ (对激发态)。在这种态下,

$$\begin{aligned} \langle S^+ S \rangle &= \sum_{\mu\nu} \langle S_{\mu}^+ S_{\nu} \rangle = n + \sum_{\mu \neq \nu} \langle S_{\mu}^+ S_{\nu} \rangle \\ &= n + \sum_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_n} \sum_{\rho'_1 \neq \rho_i} v_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_n}^{\beta} v_{\rho_1 \dots \rho'_i \dots \rho_n}^{\beta} \end{aligned} \quad (6)$$

第一项为粒子对数, 第二项是来自对相互作用非对角元的贡献。在基态 ($\beta = 0$) 下, 由于相干效应, $\langle S^+ S \rangle$ 值将比 n 大得多。

对于对拆散态 ($r = +1, \pi = +$),

$$\mathcal{A}_{n-1\beta}^+(\mu_0 \bar{\nu}_0) |0\rangle = \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \bar{\nu}_0)} |\mu_0 \bar{\nu}_0 \rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle,$$

$\mu_0, \bar{\nu}_0$ 是拆散粒子所处的单粒子轨道, $\pi_{\mu_0} = \pi_{\bar{\nu}_0}$ 。在此态下,

$$\langle S^+ S \rangle = n - 1 + \sum_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_{n-1}} \sum_{\rho'_i \neq \rho_i} v_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \bar{\nu}_0)} v_{\rho_1 \dots \rho'_i \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \bar{\nu}_0)}. \quad (7)$$

对于偶偶转动核 ($\omega \neq 0$) 的低激发带 ($r = +1, \pi = +$), H_{CSM} 的本征态的形式为

$$|n\beta++\rangle = \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^{\beta} |\rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_n \bar{\rho}_n\rangle + \sum_{\mu_0 \bar{\nu}_0} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \bar{\nu}_0)} |\mu_0 \bar{\nu}_0 \rho_1 \bar{\rho}_1 \dots \rho_{n-1} \bar{\rho}_{n-1}\rangle, \quad (8)$$

$$\sum_{\rho_1 \dots \rho_n} |v_{\rho_1 \dots \rho_n}^{\beta}|^2 + \sum_{\mu_0 \bar{\nu}_0} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} |v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \bar{\nu}_0)}|^2 = 1.$$

这里包含了 seniority 数 $\nu = 0$ 和 $\nu = 2$ 的两类组态。计算表明, 在低 ω 范围内, 具有更多拆散粒子 ($\nu \geq 4$) 的组态在低激发带中所占成份极其微小, 可以忽略不计。在 $|n\beta++\rangle$ 态下, $K^{\pi} = 0^+$ 配对组态的成份为

$$P_{\beta} = \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} |v_{\rho_1 \dots \rho_n}^{\beta}|^2, \quad (9)$$

而

$$\begin{aligned} \langle S^+S \rangle = & n - (1 - P_\beta) + \sum_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_n} \sum_{\rho'_i \neq \rho_i} v_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_n}^\beta v_{\rho_1 \dots \rho'_i \dots \rho_n}^\beta \\ & + \sum_{\mu_0 \neq 0} \sum_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_{n-1}} \sum_{\rho'_i \neq \rho_i} v_{\rho_1 \dots \rho_i \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \vec{v}_0)} v_{\rho_1 \dots \rho'_i \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \vec{v}_0)} \end{aligned} \quad (10)$$

相邻偶偶核之间的对转移反应矩阵元为

$$\begin{aligned} \langle n + 1\beta'++ | S^+ | n\beta++ \rangle = & \sum_{\nu} \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\nu \rho_1 \dots \rho_n}^{\beta'} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta \\ & + \sum_{\mu_0 \neq 0} \sum_{\nu} \sum_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}} v_{\nu \rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta'(\mu_0 \vec{v}_0)} v_{\rho_1 \dots \rho_{n-1}}^{\beta(\mu_0 \vec{v}_0)} \end{aligned} \quad (11)$$

我们感兴趣的是基带之间的对转移反应矩阵元及其随 ω 的变化,为此,令

$$R_0 = \frac{|\langle n + 1 0++ | S^+ | n 0++ \rangle|^2}{|\langle n + 1 0++ | S^+ | n 0++ \rangle|^2(\omega=0)} \quad (12)$$

很显然,当 ω 增大时,由于 Coriolis 力作用,比值 R_0 将逐渐减小。

通常, $\omega = 0$ 时的偶偶核基态 $|n0++(\omega=0)\rangle = \mathcal{A}_{n_0}^+ |0\rangle$ 被看成是准粒子真空态, $|n\beta++\rangle$ 与它的重迭积分为

$$\langle n0++(\omega=0) | n\beta++(\omega) \rangle = \sum_{\rho_1 \dots \rho_n} v_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta(\omega=0) v_{\rho_1 \dots \rho_n}^\beta(\omega). \quad (13)$$

特别是对于基带, $\beta = 0$, $|\langle n0++(\omega=0) | n0++(\omega) \rangle|^2$ 表示转动核的内部态处于准粒子真空的几率。可以证明,

$$|\langle n0++(\omega=0) | n0++(\omega) \rangle| > P_0 > |\langle n0++(\omega=0) | n0++(\omega) \rangle|^2. \quad (14)$$

三、计算结果及讨论

与文献[17,18]相同,我们采用一个单 j 模型 ($j\pi = 13/2^+$) 来分析 H_{CSM} 的低激发态的性质。此模型的单粒子能级取为

$$\varepsilon_{|j|} = \kappa \frac{3Q^2 - j(j+1)}{j(j+1)} + \varepsilon_0. \quad (15)$$

在把 H_{CSM} 对角化时,组态截断能量取为 $E_c/\kappa = 2.5$ 。几种对力强度 $G/\kappa = 0.10, 0.15, 0.20, 0.25$ 和 0.30 下的计算结果均已得出。下面主要就 $G/\kappa = 0.20$ 时的结果进行讨论。其它对力强度下的结果是类似的。

首先分析对转移反应矩阵元的变化。图 1 给出了 6 粒子体系与 8 粒子体系基态间对转移反应相对强度(即 R_0 值)随频率 ω 的变化。可以看出,在 $\omega/\kappa \approx 0.18$ 时, $R_0 \approx \frac{1}{2}$, 即对转移反应强度减半。计算结果表明, R_0 随 ω 光滑地下降,并未出现突然减小的现象。

值得注意的是, H_{CSM} 的最低带(基带)的 K 结构(即 P_0 , 完全配对组态 $K^\pi = 0^+$, $\nu = 0$ 的成份)随 ω 的变化与 R_0 的变化非常相似。随着 ω 的增大,由于 Coriolis 作用, $K \approx 0$ 的对拆散组态逐渐混入基带中来。当 P_0 值减小到 0.5 时,有一半的成份已经是对拆散组态。此时,波函数与 $\omega = 0$ 时的基态(即准粒子真空态)的重迭积分 $|\langle n0++(\omega=0) | n0++(\omega) \rangle|^2 < P_0$, 说明波函数结构与准粒子真空态的结构已很不相同,即波函数的结构

已发生
可以任

手
一 ε_0
当参
势仍
切实
手
先进
即使

2.5

2.0

 $\sqrt{\langle S^+S \rangle}$

1.5

1.0

已发生了很大改变。可以认为，原子核的超导性此时已基本消失。所以，和 R_0 一样，我们可以合理地采用基带波函数的 K 结构，即 P_0 值，来描述变形核的超导性。

(10)

(11)

(12)

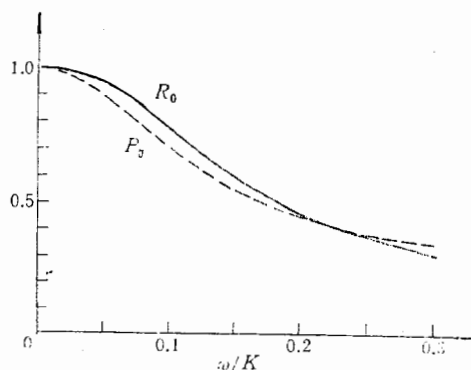


图 1 R_0 和 P_0 随 ω 的变化

R_0 是 6 粒子和 8 粒子体系基带间的对转移反应相对强度。图 P_0 是 8 粒子体系基带波函数中 $K\pi = 0+$ 完全配对组态的成份。

子真空

(13)

处于准

(14)

我们还采用更接近于实际核的双 j 模型，即 $j\pi = 13/2^+$ 和 $9/2^-$ [并取 $\epsilon_0 = \frac{1}{2}(13/2^+ - \epsilon_0 = \frac{1}{2}(9/2^-) = 1.0\kappa]$ ，进行过计算，得出的 R_0 与 P_0 的变化曲线几乎重合。而采用适当参数下的 Nilsson 能级的具体计算正在进行中。初步结果表明， R_0 和 P_0 同步变化的趋势仍然保持不变。因此，用波函数的 K 结构，即 P_0 值，来刻画变形核的超导性是合理的、切实可行的。

其次，我们来分析对关联参数 $\tilde{\Delta} = G\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ 随 ω 的变化。与 P. Ring 等在变分前先进行粒子数投影的计算结果相似，对于基带， $\tilde{\Delta}$ 随 ω 的变化极为缓慢，如图 2、3 所示。即使到了相当高的转动频率， $\tilde{\Delta}$ 仍然变化不大。例如， $\tilde{\Delta}(\omega/\kappa = 0.30)/\tilde{\Delta}(\omega = 0) \geq 80\%$ 。

数发态

(15)

0.15,
讨论.

间对

$\approx \frac{1}{2}$,

现象.

, $\mathbf{v} =$

≈ 0

散组

1) $|n_0$

结构

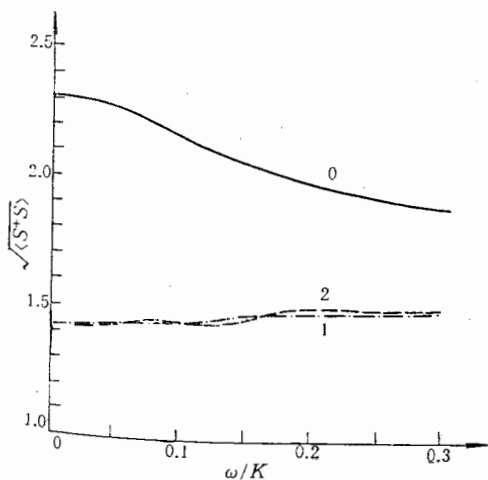


图 2 6 粒子体系的对参数 $\tilde{\Delta}/G$
0, 1, 2 分别表示基带和第一, 二激发带

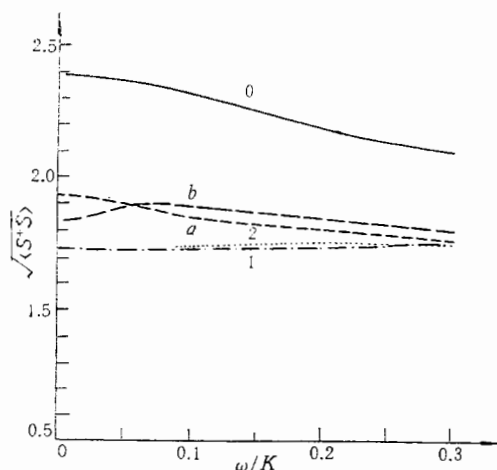


图 3 8 粒子体系的对参数 $\tilde{\Delta}/G$
0, 1, 2 分别表示基带和第一, 二激发带, a, b
代表 7 粒子体系的最低的两个带

这个结果可作如下理解：对于纯粹的完全配对组态， $\langle S^+S \rangle = n$ ，而对于纯粹对拆散组态， $\langle S^+S \rangle = n - 1$ 。在基带下，由于相干对关联， $\langle S^+S \rangle$ 将有相当程度的增大。但是，原子核的基带和低激发带，主要是完全配对组态和对拆散组态的迭加， $\langle S^+S \rangle \geq n - 1$ ，其值也不会太小。所以， $\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ 随 ω 的变化相当缓慢。但按照前面的分析，当 $\omega/\kappa \geq 0.20$ 之后，波函数的 K 结构以及对转移反应矩阵元已发生很大变化，说明原子核内对关联的状况已发生很大变化。所以，用 $\bar{\Delta}$ 的变化来判断是否已经发生对关联相变，看来是不合适的。

与 $\bar{\Delta}$ 随 ω 变化极为缓慢相反， $\bar{\Delta}$ 却与堵塞效应灵敏相关。计算发现 $\bar{\Delta}$ 有系统的奇偶差。例如如图 2 及图 3 所示，7 粒子体系最低两个带的 $\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ (用 a, b 标记的曲线)，比 8 粒子或 6 粒子体系基带的 $\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ 系统地小得多。而且，对于偶数粒子体系的激发带，因为其主要成份为对拆散组态，堵塞效应还要大些，所以， $\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ 值还要小 (见图 2、3 中用 1, 2 标记的曲线)。此外，我们还可以注意到，对于激发带， $\bar{\Delta}$ 随 ω 变化极微，几乎为一常数。例如，8 粒子体系最低的两个激发带 (见图 2 中曲线 1, 2)，在 $\omega/\kappa < 0.30$ 的范围内， $\sqrt{\langle S^+S \rangle} \approx 1.74 \pm 0.01$ 。这是可以理解的，因为在 $\omega = 0$ 时，激发带已不是超导态了。

最后，分析一下 $\bar{\Delta}$ 随对力强度 G 的变化。在 BCS 或 HFB 理论中，当 $G < G_c$ (临界强度) 时， $\bar{\Delta} = \Delta = 0$ 。 G_c 依赖于费密面的位置及其附近单粒子能级的分布状况。特别是当 $G = G_c$ 时， Δ 显示突变 (例如，参阅文献 [9]，p. 465)。而按 FBCS (变分前进行粒子数投影) 的处理， $\bar{\Delta}$ 就不出现这种“突然相变”，而是随 $G \rightarrow 0$ ， $\bar{\Delta}$ 逐渐趋于 0。在本文的 PNC 处理中，结果与后者相似。图 4 中给出了两个例子。4(a) 是 6 粒子体系的计算结果，4(b) 是 8 粒子体系的计算结果。虚线和实线分别代表 $\omega/\kappa = 0$ 和 0.20 的情况。它们的行为是相似的。

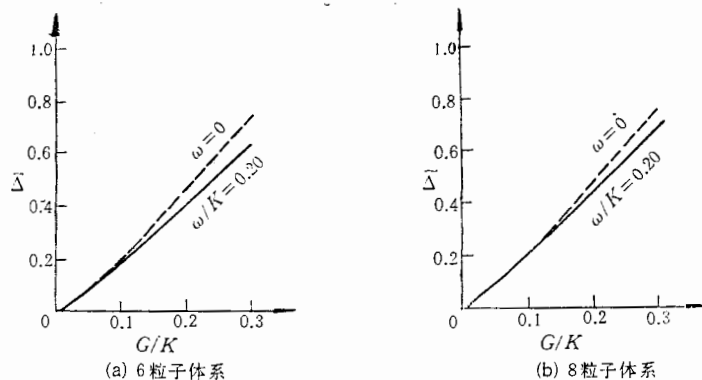


图 4 对参数 $\bar{\Delta}$ 随 G 的变化

四、结 论

通常用来描述原子核超导性的对关联参数 $\bar{\Delta} = G\sqrt{\langle S^+S \rangle}$ (在 BCS 或 HFB 理论中， $\bar{\Delta} = \Delta = G\langle S \rangle$) 随原子核转动频率 ω 变化极为缓慢。尽管波函数的内部结构已发

生相
正常系
统的荷
又
按本文
对组态
关联相
变
最
实际的单

- [1] R
- [2] F
- [3] B
- [4] L
- [5] B
- [6] J.
- [7] S.
- [8] W
- [9] P
- [10] M
- [11] J
- [12] D
- [13] J.
- [14] J.
- [15] J.
- [16] T.
- [17] I.
- [18] B.

Th
pairing
conservi
display
indicate
are muc

纯粹的增
S+S>
分析,
子核
ε, 看
的奇
线),
激发
图 2、
几乎
30 的
超导
(临
。特
进行
本文
计算
情况。

生相当大变化, $\bar{\Delta}$ 的变化仍然较小。所以, 用 $\bar{\Delta}$ 来判断原子核是否已发生了从超导态到正常态的相变是不合适的。与此相反, $\bar{\Delta}$ 却灵敏地依赖于堵塞效应。计算表明, $\bar{\Delta}$ 有系统的奇偶差。

对转移反应矩阵元是判断对关联相变最直接的证据, 只可惜目前在实验上难以测量。按本文计算, 对转移反应强度(或 R_0) 随 ω 的变化, 与波函数的 K 结构(即 $K^\pi = 0^+$ 完全配对组态的成份 P_0) 随 ω 的变化几乎是同步的。所以, 可以用 P_0 来判断变形转动核的对关联相变。计算表明, R_0 与 P_0 随 ω 增大而逐渐变小, 没有“突变”的现象发生。

最后, 还需要说明, 以上结论仅仅是根据单 j 模型的分析而得出的。对于更为接近实际的单粒子能级, 例如适当参数下的 Nilsson 能级, 具体计算和分析正在进行中。

参 考 文 献

- [1] R. Chapman, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 2265.
- [2] H. G. Price, et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 1842.
- [3] B. R. Mottelson and J. G. Valatin, *Phys. Rev. Lett.*, **5**(1960), 511.
- [4] L. F. Canto, P. Ring and J. O. Rasmussen, LBL-19519(1985).
- [5] 例如, P. Ring, R. Beck and H. J. Mang, *Z. Physik*, **231**(1970), 103.
B. Banerjee, H. J. Mang and P. Ring, *Nucl. Phys.*, **A215**(1973), 366.
A. Goodman, *Nucl. Phys.*, **A258**(1976), 113.
- [6] J. L. Edigo and P. Ring, *Nucl. Phys.*, **A388**(1982), 19.
- [7] S. Cohen, F. P. Plasil and W. J. Swiatecki, *Ann. of Phys.*, **82**(1974), 557.
- [8] W. Nazarawicz, J. Dudek and Z. Szymanski, *Nucl. Phys.*, **A436**(1985), 139.
- [9] P. Ring and P. Schuck, *The Nuclear Many-body Problem* (Springer-Verlag, 1980).
- [10] M. W. Guidry, et al., *Nucl. Phys.*, **A361**(1981), 275.
J. O. Rasmussen, M. W. Guidry and L. F. Canto, Preprint LBL-19125 (1985).
- [11] D. J. Rowe, *Nuclear Collective Motion* (Methuen, London, 1970), ch. 11.
- [12] J. Y. Zeng and T. S. Cheng, *Nucl. Phys.*, **A405**(1983), 1.
- [13] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.*, **A411**(1983), 49.
- [14] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.*, **A421**(1984), 125.
- [15] J. Y. Zeng, T. S. Cheng, L. Cheng and C. S. Wu, *Nucl. Phys.*, **A414**(1984), 253.
- [16] T. S. Cheng, C. S. Wu and J. Y. Zeng, *Chin. Phys. Lett.*, **4**(1986), 125.
- [17] I. Hamamoto, *Nucl. Phys.*, **A271**(1976), 15.
- [18] B. Bengtsson and H. B. Håkansson, *Nucl. Phys.*, **A357**(1981), 61.

NUCLEAR PAIRING PHASE TRANSITION

WU CHONG-SHI ZENG JIN-YAN

(C. S. WU) (J. Y. ZENG)

(Beijing University)

ABSTRACT

The intrinsic structure of the eigenfunctions of Cranking Shell Model hamiltonian and the pairing phase transition at high rotational frequency are investigated with the particle-number-conserving approach. Pair-transfer matrix elements and the K -structure of the wave functions display similar behaviour under the Coriolis interaction and hence both of them may be used to indicate the pairing phase transition. The blocking effects on pairing parameter, $\bar{\Delta} = G\sqrt{\langle S^+S \rangle}$, are much more important than the Coriolis anti-pairing effects.

理论
已发