

用 BCS 理论计算稀土核转动惯量的奇偶差

周善贵 郑春开¹⁾ 胡济民¹⁾

(北京大学技术物理系, 北京大学重离子物理研究所 北京 100871)

摘要 用 BCS 理论计算了稀土区偶偶核和奇 A 核的转动惯量. 计算结果表明, 尽管转动惯量的计算值系统地小于实验值, 但实验上观测到的转动惯量奇偶差的大幅度变化能够用 BCS 理论定性地描述. 这个结论与人们普遍认为的 BCS 理论给出的奇 A 核转动惯量应比相邻的偶偶核基态转动惯量大 15% 的看法相悖, 但却证实了 20 多年以前 Gregory 和 Volkov 等人得出的结论, 有助于人们在 BCS 平均场理论框架下理解正常形变核中出现全同带的现象.

关键词 转动惯量 BCS 理论 奇偶差 阻塞效应

50 年代提出 BCS 理论并很快地应用于对原子核的研究中. 人们发现用该理论计算的偶偶核转动惯量比较接近实验值. 对于稀土区的奇 A 核, 由于奇核子引起的阻塞效应, 人们普遍认为其转动惯量应比相邻偶偶核的基态转动惯量大 15% 左右^[1-5]. 因此, 正常形变核中全同带的发现引起了人们的普遍关注, 认为是对平均场理论的严重挑战^[3,5].

一般认为, BCS 理论存在以下两个严重的缺点: 粒子数不守恒和阻塞效应很难适当地考虑. 针对这些缺点, 人们发展了许多理论去改进对力的处理方法(见文献[4-6]及[4]中的文献). 其中包括各种各样的投影方法、生成坐标法以及粒子数守恒方法等. 在这些方法中, 已有两种方法^[4,5]用于研究转动惯量的奇偶差. 在文献[4]中, Zeng 等应用粒子数守恒方法, 严格处理了阻塞效应, 相当好地再现了实验上观测到的转动惯量奇偶差的大幅度变化. 在文献[5]中, Sun 等应用基于 BCS 理论的角动量投影方法, 计算了实验上观测到的两对典型的全同带, 奇 A 核¹⁷¹Lu 的 $5/2[402]$ 带、 $7/2[404]$ 带和它的相邻偶偶核¹⁷⁰Yb 的基态带, 计算结果与实验相当符合.

如上所述, 由于 BCS 理论存在许多缺点, 很多人认为应用基于该理论的平均场近似无法得到正常形变核中存在全同带的现象, 因而应该到 BCS 理论以外去寻找全同带的理论根据^[3,5]. 但 BCS 理论已广泛地应用于原子核结构的研究中, 我们认为有必要在 BCS 理论框架下研究正常形变核中出现的全同带现象. 而事实上, 除了较早的几篇文献以外, 奇 A 核的转动惯量, 尤其是奇 A 核转动惯量的组态相关性还未得到比较详细的研究. 早在 20

1997-12-22收稿, 1998-03-10收修改稿

1) 中国科学院理论物理研究所客座教授

多年以前, Gregory 和 Taylor 就发现¹⁷¹Lu 的 7 / 2[404] 转动带和¹⁷⁰Yb 的基态带以及¹⁵³Gd 的 11 / 2[505] 转动带和¹⁵⁴Gd 的基态带的全同性, 并用可变转动惯量模型给予了解释^[7]. 受这个结果的启发, Volkov 用 BCS 理论讨论了奇 *A* 核的转动惯量与相邻偶偶核基态转动惯量全同的条件^[8].

在本文中, 将用 BCS 理论研究转动惯量的奇偶差. 由于阻塞效应对于原子核性质中的各种奇偶现象起着关键的作用^[4], 我们也发展了完全考虑阻塞效应的 BCS 方法. 在不考虑阻塞效应的情况下, 对于一个核子数为 N (N 为偶数) 的体系, 其基态和两准粒子激发态分别为

$$|\text{BCS}\rangle_N = \prod_{\mu} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (1)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N = a_{\mu_0}^+ a_{\nu_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (2)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\mu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N = (u_{\mu_0} a_{\mu_0}^+ a_{\mu_0}^- - v_{\mu_0}) \prod_{\mu \neq \mu_0} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (3)$$

相应的能量分别为 0 , $E_{\mu_0} + E_{\nu_0}$ 和 $2E_{\mu_0}$. 其中 E_{μ} 是准粒子能量, u_{μ} 和 v_{μ} 分别是能级 μ 空着和被核子对占据的几率幅度. 对于一个核子数为 $N+1$ (N 是偶数) 的体系, 其一准粒子态和三准粒子态分别为

$$\alpha_{\mu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N = a_{\mu_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (4)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ \alpha_{\sigma_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N = a_{\mu_0}^+ a_{\nu_0}^+ a_{\sigma_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0, \sigma_0} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (5)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N = a_{\mu_0}^+ (u_{\nu_0} a_{\nu_0}^+ a_{\nu_0}^- - v_{\nu_0}) \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0} (u_{\mu} + v_{\mu} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (6)$$

相应的能量分别为 E_{μ_0} , $E_{\mu_0} + E_{\nu_0} + E_{\sigma_0}$ 和 $E_{\mu_0} + 2E_{\nu_0}$.

若考虑阻塞效应, 则与公式(1)–(6)相对应的状态分别为

$$|\text{BCS}\rangle_N = \prod_{\mu} (u_{\mu}^0 + v_{\mu}^0 a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (7)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_{N-2}^{\mu_0 \nu_0} = a_{\mu_0}^+ a_{\nu_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0} (u_{\mu}^{\mu_0 \nu_0} + v_{\mu}^{\mu_0 \nu_0} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (8)$$

$$(u_{\mu_0}^0 a_{\mu_0}^+ a_{\mu_0}^- - v_{\nu_0}^0) |\text{BCS}\rangle_N = (u_{\mu_0}^0 a_{\mu_0}^+ a_{\mu_0}^- - v_{\nu_0}^0) \prod_{\mu \neq \mu_0} (u_{\mu}^0 + v_{\mu}^0 a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (9)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ |\text{BCS}\rangle_N^{\mu_0} = a_{\mu_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0} (u_{\mu}^{\mu_0} + v_{\mu}^{\mu_0} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (10)$$

$$\alpha_{\mu_0}^+ \alpha_{\nu_0}^+ \alpha_{\sigma_0}^+ |\text{BCS}\rangle_{N-2}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0} = a_{\mu_0}^+ a_{\nu_0}^+ a_{\sigma_0}^+ \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0, \sigma_0} (u_{\mu}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0} + v_{\mu}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0} a_{\mu}^+ a_{\mu}^-) |0\rangle, \quad (11)$$

$$a_{\mu_0}^+(u_{\nu_0}^{\mu_0} a_{\nu_0}^+ a_{\nu_0}^+ - v_{\nu_0}^{\mu_0}) | \text{BCS} \rangle_N^{\mu_0} = a_{\mu_0}^+(u_{\nu_0}^{\mu_0} a_{\nu_0}^+ a_{\nu_0}^+ - v_{\nu_0}^{\mu_0}) \times \prod_{\mu \neq \mu_0, \nu_0} (u_{\mu}^{\mu_0} + v_{\mu}^{\mu_0} a_{\mu}^+ a_{\mu}^+) | 0 \rangle, \quad (12)$$

相应地, 这些状态的能量分别是 E_N^0 、 $\varepsilon_{\mu_0} + \varepsilon_{\nu_0} + E_{N-2}^{\mu_0 \nu_0}$ 、 $2E_{\mu_0} + E_N^0$ 、 $\varepsilon_{\mu_0} + E_N^0$ 、 $\varepsilon_{\mu_0} + \varepsilon_{\nu_0} + \varepsilon_{\sigma_0} + E_{N-2}^{\nu_0 \nu_0 \sigma_0}$ 和 $\varepsilon_{\mu_0} + 2E_{\nu_0}^{\mu_0} + E_N^0$. 上面各式中, $|\text{BCS}\rangle_N$ 、 $|\text{BCS}\rangle_N^{\mu_0}$ 、 $|\text{BCS}\rangle_{N-2}^{\mu_0 \nu_0}$ 、 $|\text{BCS}\rangle_{N-2}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0}$ 分别是具有 N 、 N 、 $N-2$ 、 $N-2$ 个核子的体系, 在能级 0 (μ_0 、 μ_0 和 ν_0 、 μ_0 、 ν_0 和 σ_0) 被阻塞时的基态波函数. E_0^N 、 E_N^0 、 $E_{N-2}^{\mu_0 \nu_0}$ 和 $E_{N-2}^{\nu_0 \nu_0 \sigma_0}$ 是相应的基态能量, u_{μ}^0 (v_{μ}^0)、 $u_{\mu}^{\mu_0}$ ($v_{\mu}^{\mu_0}$)、 $u_{\mu}^{\mu_0 \nu_0}$ ($v_{\mu}^{\mu_0 \nu_0}$) 和 $u_{\mu}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0}$ ($v_{\mu}^{\mu_0 \nu_0 \sigma_0}$) 是能级 μ 空着 (被占据) 的几率幅度.

在我们的计算中, 采用 Nilsson 模型^[9] 计算单粒子波函数. 偶偶核的形变参数取自文献 [10]. 奇 A 核的形变参数取为相邻偶偶核的平均值. 求解 BCS 方程时, 对力强度 $G = \frac{1}{A} \left(19.2 \pm 7.4 \frac{N-Z}{A} \right) \text{MeV}$ (质子 ‘+’, 中子 ‘-’), 在费米面上、下各取 $\sqrt{15Z}$ (质子) 或 $\sqrt{15N}$ (中子) 条能级.

由式 (1)–(12) 和 Inglis 推转公式^[11], 对偶核子体系和奇核子体系可以得到不考虑阻塞和考虑阻塞时用微扰法求转动惯量的公式

$$\mathcal{I}_0^{\text{ub}} = 2 \sum_{\mu, \nu} \frac{(u_{\mu} v_{\nu} - u_{\nu} v_{\mu})^2}{E_{\mu} + E_{\nu}} \left[|\langle \mu | j_x | \nu \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{\nu} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_{\nu} \frac{1}{2}} \right], \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{I}^{\text{ub}}(1) &= 2 \sum_{\mu \neq 1, \nu} \frac{(u_{\mu} v_{\nu} - u_{\nu} v_{\mu})^2}{E_{\mu} + E_{\nu}} \left[|\langle \mu | j_x | \nu \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{\nu} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_{\nu} \frac{1}{2}} \right] \\ &+ 2 \sum_{\mu \neq 1} \frac{(u_{\mu} u_1 - v_{\mu} v_1)^2}{E_{\mu} - E_1} \left[|\langle \mu | j_x | 1 \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{1} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_1 \frac{1}{2}} \right], \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_0^{\text{b}} &= 2 \sum_{\mu, \nu} \left[\prod_{\sigma \neq \mu, \nu} (u_{\sigma}^0 u_{\sigma}^{\mu \nu} + v_{\sigma}^0 v_{\sigma}^{\mu \nu}) \right]^2 \frac{(u_{\mu}^0 v_{\nu}^0 - u_{\nu}^0 v_{\mu}^0)^2}{\varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{\nu} + E_{N-2}^{\mu \nu} - E_N^0} \\ &\times \left[|\langle \mu | j_x | \nu \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{\nu} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_{\nu} \frac{1}{2}} \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{I}^{\text{b}}(1) &= 2 \sum_{\mu \neq 1, \nu} \left[\prod_{\sigma \neq 1, \mu, \nu} (u_{\sigma}^1 u_{\sigma}^{1 \mu \nu} + v_{\sigma}^1 v_{\sigma}^{1 \mu \nu}) \right]^2 \\ &\times \frac{(u_{\mu}^1 v_{\nu}^1 - u_{\nu}^1 v_{\mu}^1)^2}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_{\mu} + \varepsilon_{\nu} + E_{N-2}^{1 \mu \nu}) - (\varepsilon_1 + E_N^1)} \left[|\langle \mu | j_x | \nu \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{\nu} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_{\nu} \frac{1}{2}} \right] \\ &+ 2 \sum_{\mu \neq 1} \left[\prod_{\sigma \neq 1, \mu} (u_{\sigma}^1 u_{\sigma}^{\mu} + v_{\sigma}^1 v_{\sigma}^{\mu}) \right]^2 \\ &\times \frac{(u_{\mu}^1 v_1^{\mu} + u_{\mu}^1 v_1^{\mu})^2}{(\varepsilon_{\mu} + E_N^1) - (\varepsilon_1 + E_N^1)} \left[|\langle \mu | j_x | 1 \rangle|^2 + |\langle \mu | j_x | \bar{1} \rangle|^2 \delta_{\alpha_{\mu} \frac{1}{2}} \delta_{\alpha_1 \frac{1}{2}} \right]. \end{aligned} \quad (16)$$

上面 4 个公式中, 上标 ub 和 b 分别表示不考虑和考虑阻塞效应. 当能级 μ 和 1 很接近且它们之间 j_x 的矩阵元不为 0 时, 公式 (14) 和 (16) 的第二项会很大. 如果 E_{μ} 小于 E_1 或 $\varepsilon_{\mu} +$

E_N^μ 小于 $\varepsilon_1 + E_N^1$ 时, 由公式 (14) 或 (16) 计算的转动惯量可能为负数. 特别是当奇核子占据 $\Omega = 1/2$ 的能级时, 这两项的分母为 0. 这些情况下, 微扰法不再适用, 所以对于偶核子体系和奇核子体系, 我们同时采用变分法来计算转动惯量.

在变分计算中, 对于偶核子体系, 考虑了所有能量小于 $1.0\hbar\omega_0$ 的 $K=0, K=1$ 和 $K=2$ 的两(准)粒子态. 对于奇核子体系, 相应地, 考虑了所有能量小于 $1.2\hbar\omega_0$ 的一准粒子态和三准粒子态. 变分时, 转动频率取为 100keV.

表 1 ^{171}Lu 各转动带和 ^{170}Yb 基态带带头转动惯量的实验值和计算值 ($\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$)

原子核	组态	$2\mathcal{I}_{\text{exp}}^{[4, 12]}$	$2\mathcal{I}_{\text{p}}^{\text{ub}}$	$2\mathcal{I}_{\text{v}}^{\text{ub}}$	$2\mathcal{I}_{\text{p}}^{\text{b}}$	$2\mathcal{I}_{\text{v}}^{\text{b}}$
^{170}Yb	<i>gsb</i>	71.2	50.32	48.44	45.19	44.06
^{171}Lu	$\frac{7}{2}[404]$	73.5	52.47	50.47	45.08	43.89
	$\frac{1}{2}[541]^{\text{a}}$	108.7	—	59.94	—	56.52
	$\frac{1}{2}[411]^{\text{a}}$	74.6	—	48.69	—	44.40
	$\frac{5}{2}[402]$	70.4	53.72	51.28	46.88	45.65
	$\frac{9}{2}[514]$	88.5	—	56.46	70.12	53.38
$\frac{7}{2}[523]$	71.4	313.48	63.97	—	41.64	

注: 下标 p 和 v 分别表示微扰法和变分法;

a) 奇核子占据 $\omega=1/2$ 的轨道, 微扰法不适用.

稀土区中, 一个典型的全同带的例子是奇 A 核 ^{171}Lu 的 $5/2[402]$ 、 $7/2[404]$ 转动带和它的相邻偶核 ^{170}Yb 的基态带. 在表 1 中, 给出了这两个核的计算结果. 由表 1 可见, 对于偶核基态和奇 A 核的多数组态, 转动惯量的计算值系统地小于实验值. 其原因很复杂, 既可能是由于 BCS 方法中粒子数不守恒^[4, 6], 也可能是因为推转模型中角动量不守恒^[5]. 另外, 使用哪种单粒子势对结果也有一定的影响^[13]. ^{171}Lu 的 $9/2[514]$ 和 $7/2[523]$ 带带头转动惯量微扰值小于 0 或很大. 这是由于在单准粒子谱中, 这两条能级靠得很近, 使得 (14) 和 (16) 式的分母很小, 因而微扰法不再适用. 从表 1 中还可以明显地看到奇 A 核转动惯量的组态相关性. 当奇质子占据 $N=5$ 的高 j 入侵轨道 (如 $9/2[514]$ 、 $1/2[541]$) 时, 转动惯量非常大. 而当奇质子占据其它轨道 (如 $7/2[404]$ 、 $5/2[402]$ 或 $1/2[411]$) 时, 相应的转动惯量接近于 ^{170}Yb 的基态转动惯量. 由于阻塞效应会使得对能隙参量 Δ 减小, 因而人们认为考虑阻塞效应后转动惯量要比不考虑阻塞效应时大. 但我们的计算却给出了相反的结论, 考虑阻塞效应后转动惯量反而减小了. 这是因为公式 (15) 中 $[\Pi_{\sigma^* \mu, \nu} (u_{\sigma}^0 u_{\sigma}^{\mu\nu} + v_{\sigma}^0 v_{\sigma}^{\mu\nu})]^2$ 以及公式 (16) 中类似的项总是小于 1, 抵消了 Δ 减小引起的转动惯量的增加. 如对 ^{170}Yb 的中子 (基态), 不考虑阻塞效应时 $\Delta = 0.835\text{MeV}$, 考虑阻塞效应后 Δ 要减小, 随阻塞能级的不同, $\Delta = 0.455\text{—}0.765\text{MeV}$, 这会使转动惯量增加, 但相应地, 随阻塞能级的不同, 公式 (15) 中 $[\Pi_{\sigma^* \mu, \nu} (u_{\sigma}^0 u_{\sigma}^{\mu\nu} + v_{\sigma}^0 v_{\sigma}^{\mu\nu})]^2 = 0.75\text{—}0.99$, 最后使

表2 稀土区一些奇A核的转动惯量奇偶差的实验值和计算值

原子核	组态	$\frac{\delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} \Big _{av}^{\text{exp[4]}}$	$\frac{\delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} \Big _{av}^{\text{ub, p}}$	$\frac{\delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} \Big _{av}^{\text{ub, v}}$	$\frac{\delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} \Big _{av}^{\text{b, p}}$	$\frac{\delta \mathcal{I}}{\mathcal{I}} \Big _{av}^{\text{b, v}}$
奇中子核						
^{157}Gd	$\frac{3}{2}$ [521]	0.29	0.50	0.47	0.46	0.43
^{161}Dy	$\frac{5}{2}$ [642]	1.23	2.43	0.98	1.70	1.04
^{165}Er	$\frac{5}{2}$ [523]	0.30	0.40	0.31	0.35	0.28
^{167}Er	$\frac{7}{2}$ [633]	0.51	2.30	0.74	1.01	0.81
^{171}Yb	$\frac{1}{2}$ [521] ^{a)}	0.13	—	0.02	—	0.00
^{173}Yb	$\frac{5}{2}$ [512]	0.15	0.19	0.16	0.16	0.13
^{177}Hf	$\frac{7}{2}$ [514]	0.21	0.48	0.21	0.29	0.29
^{179}Hf	$\frac{9}{2}$ [624]	0.39	0.65	0.51	0.56	0.55
奇质子核						
^{157}Eu	$\frac{5}{2}$ [413]	0.19	0.33	0.29	0.34	0.26
^{159}Tb	$\frac{3}{2}$ [411]	0.20	0.53	0.27	0.19	0.23
^{161}Ho	$\frac{7}{2}$ [523]	0.42	2.35	0.76	0.94	0.74
^{167}Tm	$\frac{1}{2}$ [411] ^{a)}	0.13	—	0.04	—	0.05
^{171}Lu	$\frac{5}{2}$ [402]	0.06	0.12	0.11	0.08	0.08
^{171}Lu	$\frac{7}{2}$ [404]	0.10	0.09	0.09	0.04	0.04
^{171}Lu	$\frac{1}{2}$ [541] ^{a)}	0.62	—	0.29	—	0.33
^{171}Lu	$\frac{9}{2}$ [514] ^{b)}	0.32	—	0.22	0.62	0.26

a) 意义同表1; b) 微扰法计算值为负数, 未列出。

得转动惯量比不考虑阻塞效应还小一些。

文献 [4] 对稀土区形变核转动惯量的奇偶差进行了唯象分析。分析结果表明该区转动惯量的奇偶差存在大幅度的变化。这里, 我们采用文献 [4] 对转动惯量奇偶差的定义

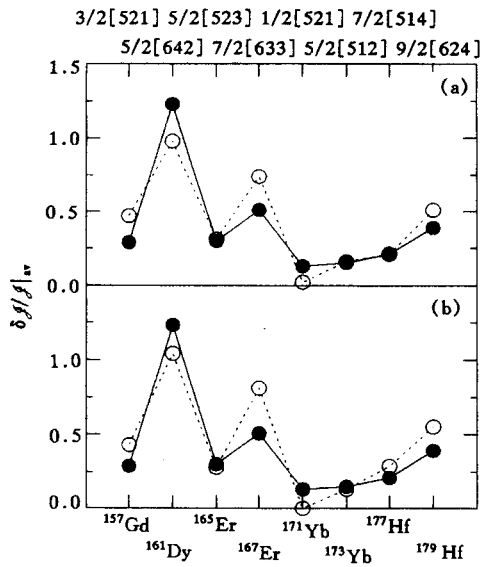


图1 稀土区一些奇 N 核转动惯量的奇偶差 $\delta \mathcal{I} / \mathcal{I}_{av}$ 实验值和变分法计算值分别用黑点和圆圈表示。(a)、(b)分别对应不考虑和考虑阻塞效应时的情况

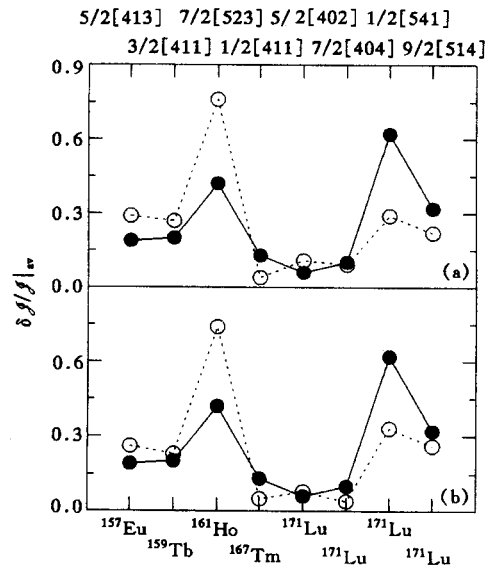


图2 稀土区一些奇 Z 核转动惯量的奇偶差 $\delta \mathcal{I} / \mathcal{I}_{av}$ 图中符号表示同图1

$$\delta \mathcal{I} / \mathcal{I}_{av} = \frac{\mathcal{I}(A) - \frac{1}{2}[\mathcal{I}_0(A+1) + \mathcal{I}_0(A-1)]}{\frac{1}{2}[\mathcal{I}_0(A+1) + \mathcal{I}_0(A-1)]}, \quad (17)$$

式中, $\frac{1}{2}[\mathcal{I}_0(A+1) + \mathcal{I}_0(A-1)]$ (A 是奇数) 是相邻偶偶核基态转动惯量的平均值. 表 2 列出了文献 [4] 给出的转动惯量奇偶差的实验结果和我们用 BCS 理论计算得到的结果. 图 1 和图 2 给出了用变分法计算的结果与实验结果的比较. 从表 2、图 1 和图 2 可以看出, 转动惯量奇偶差的大幅度变化能够由 BCS 理论定性地描述, 尽管有时计算结果有较大的偏离, 但考虑到在我们的计算中没有调节任何参数, 所得结果是比较满意的. 由表 2 可见, 考虑和不考虑阻塞效应, 转动惯量奇偶差的计算结果相差不多, 这表明奇 A 核的转动惯量即使用一般的 BCS 方法来计算, 也与奇核子的组态密切相关. 应该指出的是, 所谓的“不考虑阻塞效应”的计算, 对奇核子体系实际上也考虑了“阻塞效应”的部分影响. 因为在求对能隙参量 Δ 和费米能 λ 以及利用公式 (14)、(16) 求转动惯量时, 已经将奇核子所占据的能级去掉. 而本文所用到的“考虑阻塞效应”的方法, 则完全考虑了“阻塞效应”的影响. 利用公式 (15)、(16) 时, 对每一组 (μ, ν) , Δ 、 λ 以及能级 μ 被占据和空着的几率幅度 u_μ 和 v_μ 都不相同.

以上我们用 BCS 理论, 在考虑阻塞效应和不考虑阻塞效应两种情况下, 分别用微扰法和变分法计算了稀土区形变偶偶核和奇 A 核的转动惯量. 结果表明, 奇 A 核的转动惯量与奇核子所占据的轨道有关. BCS 理论能够定性地给出转动惯量奇偶差的大幅度变化. 这些结果将有助于人们在 BCS 平均场理论框架下理解正常形变核中出现全同带的现象.

与一般看法相反,考虑阻塞效应后,转动惯量反而减小.

作者感谢北京现代物理中心(BIMP)和北京大学技术物理系核物理教研室为本文计算提供的方便.

参 考 文 献

- [1] Belyaev S T. Mat. Fys. Meddk. K. Dan. Vidensk. Selsk., 1959, **31**(11):1—26
- [2] Bohr A, Mottelson B R. Nuclear Structure (II). New York: Benjamin, 1975, 310—318
- [3] Baktash C, Garrett J D, Winchell D F et al. Phys. Rev. Lett., 1992, **69**:1500—1504
- [4] Zeng J Y, Lei Y A, Jin T H et al. Phys. Rev., 1994, **C50**:746—756
- [5] Sun Y, Wu C L, Feng D H et al. Phys. Rev., 1992, **C53**:2227—2230
- [6] Moliqve H, Dudek J. Phys. Rev., 1997, **C56**:1795—1813
- [7] Gregory P R, Taylor T. Phys. Lett., 1972, **41B**:122—124
- [8] Volkov A B. Phys. Lett., 1972, **41B**:1—3
- [9] Nilsson S G et al. Nucl. Phys., 1969, **A131**:1—66
- [10] Bengtsson R, Frauendorf R, May F R. At. Data Nucl. Data Tables, 1986, **35**:15—132
- [11] Inglis D R. Phys. Rev., 1954, **C96**:1059—1065
- [12] Jain A K, Sheline R K, Sood P C et al. Rev. Mod. Phys., 1990, **62**:393—509
- [13] Dudek J, Majhofer A, Skalski J J. Phys. G: Nucl. Phys., 1980, **6**:447—454

Odd-Even Differences in Moments of Inertia of Rare Earth Nuclei from the BCS Theory

Zhou Shangui Zheng Chunkai¹⁾ Hu Jimin¹⁾

(Department of Technical Physics and Institute of Heavy Ion Physics, Peking University, Beijing 100871)

Abstract BCS theory is used to calculate the moments of inertia (MoI) of odd-A and even-even rare-earth nuclei. It is found that the large fluctuations of the odd-even differences in MoI can be reproduced through the BCS calculations, although the MoI values calculated both for odd-A and even-even nuclei are systematically smaller than the experimental data. Contrary to the common assertion that the MoI value of odd-A nuclei are some 15% larger than that of the neighboring even-even nuclei in the BCS theory, our results confirm the conclusions made by Gregory Volkov over two decades ago. It seems helpful to understand the appearance of normally deformed identical bands in an odd-A nucleus and its even-even neighbors under the mean-field (BCS) approximation.

Key words moment of inertia, BCS theory, odd-even difference, blocking effect

Received 22 December 1997, Revised 10 March 1998

1) Concurrent Professor of Institute of Theoretical Physics, Chinese Academy of Sciences