

从尼尔斯·玻尔的复合核到高速转动原子核的结构问题¹⁾

B. Herskind

(丹麦哥本哈根大学尼尔斯·玻尔研究所)

前面的几个报告把我们带进了尼尔斯·玻尔生活的时代。在那个激动人心的时代，人们揭示了原子结构，建立了量子力学，完成了第一批核物理实验。例如，发现中子俘获截面大得出人意料，并由此导致玻尔提出了复合核概念和第一个宏观核模型——液滴模型。现在，让我们从那个激动人心的时代回到今天玻尔研究所从事的核物理实验研究。

玻尔研究所建立于1921年，当时称为理论研究所，1965年才改为现在的名称。玻尔研究所早期形成的国际合作气氛一直流传至今。目前，每年来自东西方各国的长期访问学者大约有50余人，短期访问学者大约有200余人，他们与玻尔研究所和北欧原子理论研究所(NORDITA)的研究人员一起形成一个国际大家庭。他们的主要研究领域遍及粒子物理、核物理、固体物理和天体物理。

作为一个例子，这里简单地综述一个近年来在玻尔研究所十分诱人的研究课题——高速转动原子核的性质。在当前的核结构研究中，它是一个十分活跃的领域。由于高速旋转而产生的科里奥利力和离心力作用于原子核，破坏了单粒子运动(泡利)对称性，消弱了导致超流相的对关联。因而，高速转动提供了研究原子核这一自然界中仅有的量子(有限)多体体系的新的可能性。

一、融合反应与退激——研究原子核高自旋态的重要途径

通过重离子融合反应产生具有高角动量生成核的截面是很大的。这里应指出，北京中国

原子能科学研究院的串列加速器不久即将提供适合于开展这一领域研究的重离子束。中国的物理学家对这一领域表现了极大的兴趣，在近期发展中他们将发挥积极的作用。

玻尔的复合核概念和液滴模型在描述半经典的重离子反应中仍然是适用的。首先让我们回顾一下玻尔在他的演讲中和1936年发表在Nature杂志上的文章^[1]中所用过的复合核图象。如果核势阱中没有粒子，当一个中子以较小的动能接近原子核时，在它进入原子核的路径上将被加速，而当它从另一端出去时将被减速，因而中子仅仅贯穿原子核，吸收截面等于零。如图1所示，如果在势阱中有粒子，那么由于平均自由程较小，中子在进入原子核途中被加速时所获得的能量可能被原子核所吸收，有较大的几率趋于平衡，导致中子被俘获，或至少要经历较长的时间某一核子才能获得较高的

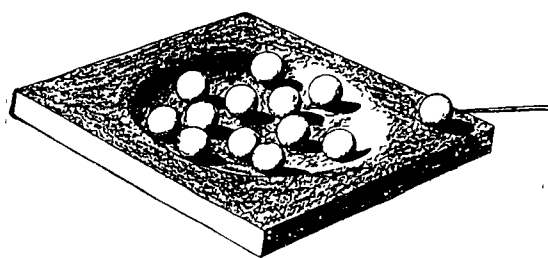


图1 1936年尼尔斯·玻尔用来说明复合核概念的图

能量足以克服势垒从原子核中发射出来。统计

1) 本文是作者于1985年11月1日在北京召开的纪念尼尔斯·玻尔诞辰100周年大会上所作的报告。1986年7月8日收到译稿。因本刊篇幅有限，要求译者压缩篇幅。1988年5月8日收到修改稿，附图由20张压缩到11张——编者注。

平衡过程使原子核“忘记”了生成的历史。

虽然今天我们已经认识到中子的平均自由程比原子核半径大,大约为 20fm,也认识到需要用光学模型来描述原子核半透明的特征。而玻尔的复合核概念和液滴模型仍然是有生命力的,仍然是我们理解核反应大部分数据的基础。平衡的概念似乎仍然是有效的。特别是对重离子反应,由于重离子波长很短,可以用半经典方法处理。因而,液滴模型是适用的。人们可以用它描绘核反应随时间演化的图象。

重离子反应可以有多种类型,如深度非弹性散射、准裂变、复合核裂变、融合蒸发导致高速转动的复合残核等。反应随时间的演化过程依赖于碰撞参量 b 。对质量数为 100—200 的原子核,如果复合体系的角动量 $l < 65\hbar$,那么

形成复合核而不导致裂变的几率是很大的,其截面大约为 1b。当复合体系的角动量 $l > 65\hbar$ 时,复合核有很高的几率导致裂变。玻尔的复合核经过平衡过程大约在 10^{-19} s 之后蒸发第一个中子。每蒸发一个中子,原子核要降低大约 13MeV 的能量 (Q 值加蒸发能) 而冷却下来。在 10^{-15} s 之后开始发射级联 γ 射线。这时,原子核已比较冷,核温度接近于 0.5MeV,壳效应变得更加重要,这时可能产生长椭圆形变并可观测到其转动频率。此时原子核已经转了 10^4 圈。融和裂变和准裂变过程可由中间体系的形变来区分。准裂变和深度非弹性散射可由质量弛豫和能量弛豫来区分。反应时间(特别是准裂变过程的反应时间)可由产物的转角来估算 ($\tau \sim \Delta\theta$)。

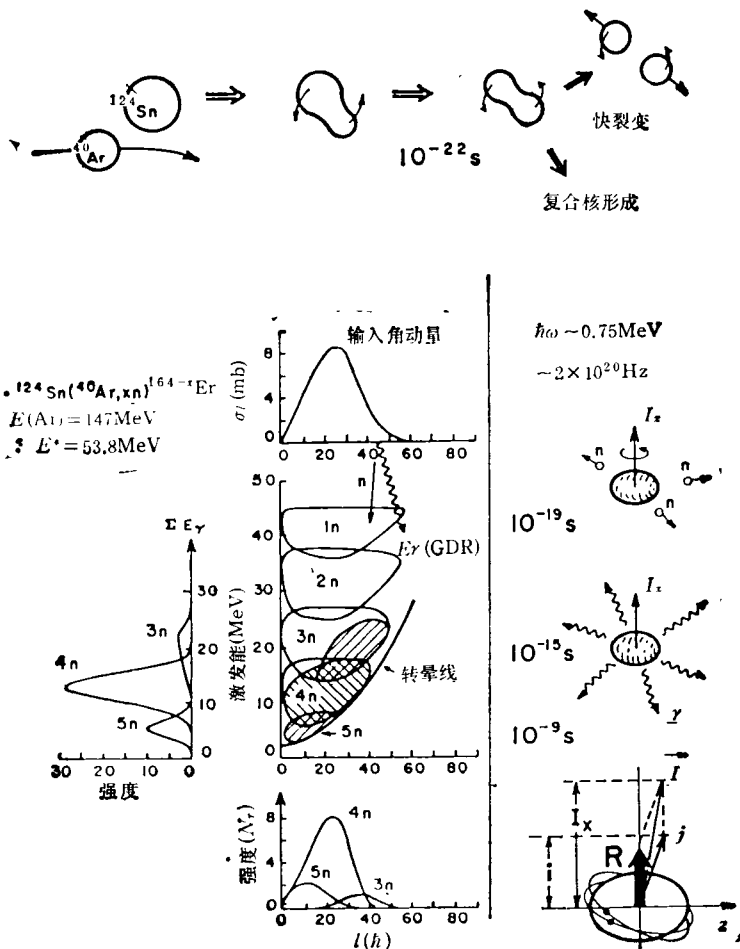


图2 复合核的形成和衰变

以束流能量大约为每核子 4.7MeV 的各种束靶组合可以产生同一核的高自旋态。因为在统计平衡过程中，“生成记忆”已经消失。然而，人们发现入射道影响角动量范围^[2]。如果参与反应的两个核中有一个质量小于 30 质量单位，则 $l \ll l_{\max}$ 。图 2 给出了 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{164}\text{Er}$ 反应的生成和衰变过程。高速旋转的原子核的转动频率可达 $\hbar\omega \sim 0.75\text{MeV}$ ，它相当于每秒转动 2×10^{20} 圈。处于高激发态的核将蒸发中子而冷却下来。发射第一个中子的平均寿命 $\tau_n = 10^{-19}\text{s}$ ，这时原子核大体上已转了 20 圈。与此同时，可能有相当小的几率 ($\sim 10^{-3}$) 产生快 γ 射线 ($E_\gamma \sim 15\text{MeV}$) 发射，其原因很可能是由于建立在激发态的巨偶极共振^[3]跃迁。然后继续蒸发中子直到能量小于中子结合能。在大约 10^{-15}s 之后 (或者说在转了大约 10^5 圈之后)，原子核将通过级联 γ 跃迁冷却下来。 γ 射线将带走能量 (主要是 $E1$ 统计跃迁) 和角动量 (主要是集体运动的 $E2$ 和 $M1$ 跃迁)，在大约经过 10^{-9}s 之后达到原子核基态。这时原子核已转了大约 10^{12} 圈，它仅比粒子轨道运动所转圈数小 10 倍，相当于地球自形成以来所转的圈数。这个简单的例子仅仅用来说明经典的离心力和科里奥利力是占主导地位的，并可用来研究高自旋现象。

图 2 左侧给出了 ^{164}Er 衰变的统计计算结果^[4]，它是通过 $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ 反应生成的，其激发能为 53.8MeV。为了表明如何通过总能量或总能量和 γ 多重性 (每一事件发射总 γ 光子数，它接近于 $l/2 + 4$) 来测量级联 γ 射线起源的信息。蒸发三个、四个或五个中子之后， γ 射线发射的入口区分别投影在激发能和角动量坐标轴上。图 2 中标出的转晕线表示给定自旋的最低核能态。

人们用各种类型的 γ 探测器研究了高自旋 γ 退激。图 3 给出了用 5 吋 \times 6 吋的 NaI 探测器测量 $^{16}\text{O} + ^{92}\text{Mo}$ 反应所得的典型的 γ 能谱，详见文献 [5]。图 3 中标出了各种特征成分，其中 1 是高强度低能凸起，它是拉长的 $E2$ 跃迁。在退激过程中，它带走了大部分角动量；

2 是来源于转晕线上几个兆电子伏的较低核温度区域的 γ 退激，它使原子核冷却下来；3 是中子俘获辐射在 NaI 探测器内形成的 γ 本底；4 来源于较高核温度区域的高自旋态上的偶极巨共振；5 是宇宙射线本底，可分别用中子飞行时间和多个小探测器组成的多重过滤甄别掉。

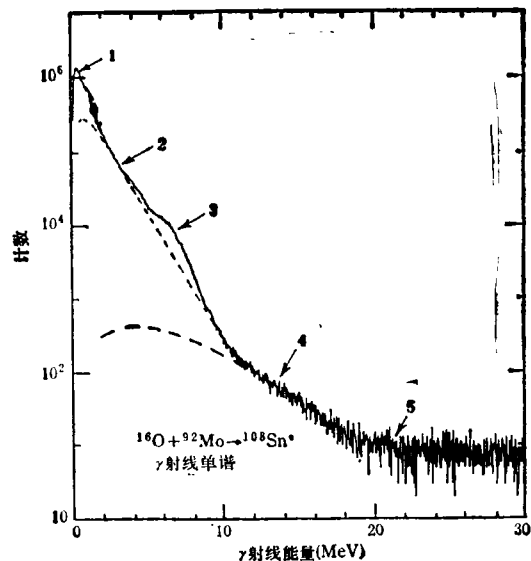


图 3 NaI 探测器测得的 $^{164}\text{Sn}^*$ γ 射线谱

1. 类转晕 γ 射线；2. 低激发能 E^* 统计 γ 射线；
3. 在 NaI 晶体中慢中子俘获 γ 射线；4. 巨偶极共振 γ 射线；5. 宇宙射线本底

二、建立在高自旋激发态上的偶极巨共振

重离子核反应产生的偶极巨共振 γ 能谱的系统研究表明， γ 射线能量大于 9MeV 的 γ 发射主要来源于与前几个粒子发射相竞争的复合核发射。建立在高能级密度区的激发态的偶极巨共振加强了这种发射。与粒子发射相竞争的 $E1$ 跃迁的发射几率表达如下 (这里假设了核能级密度与激发能成指数关系)：

$$\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_n} = \frac{dP(E_\gamma)}{dE_\gamma} \propto \frac{NZ}{A} \frac{E_\gamma^3}{T} \exp\left(\frac{S_p - E_\gamma}{T}\right) - \frac{\hbar^2 I \Delta I}{JT} f(E_{\text{GDR}}, \Gamma_{\text{GDR}}, \beta, \gamma, E^*, I, \dots), \quad (1)$$

这里 f 是 γ 射线强度函数 [它可用以平均能量 \bar{E}_{GDR} 、共振宽度 $\bar{\Gamma}_{\text{GDR}}$ 和强度 S_{EWSR} 表示的一个洛伦兹函数或多个洛伦兹函数的重叠来描述, 它可作为激发能 E^* 和角动量 I 的函数来研究, 并可给出在这个相空间中的形变信息 (β, γ)]. (1) 式中 T 是核温度 [$T = (E^*/a)^{1/2}$], S_p 是蒸发粒子的分离能, J 是原子核的转动惯量.

建立在变形核的基态上的偶极巨共振, 按原子核不同轴向的振动劈裂成不同的分量, 这一点人们已经了解得很清楚了. 各分量的相对强度依赖于原子核的形状. 如果原子核的形变是轴对称的, 情况将特别简单. 对长椭圆形变和扁椭圆形变其低分量分别是总强度 $S(E1)$ 的 $1/3$ 和 $2/3$.

最近通过变形核 ^{166}Er 和球形核 ^{108}Sn 的对比, 观测到了这种效应^[6,7]. 两个体系的激发能是相同的, $E^* = 60\text{MeV}$; 其角动量也差不多是相近的, 最大角动量 $I_{\text{max}} \approx 35\hbar$. 改进的 CASCADE 程序计算^[8] 的最佳拟合表明, ^{108}Sn 的偶极巨共振可用单一的洛伦兹函数描述, 而 ^{166}Er 的结果至少要用两个洛伦兹函数来描写. 两个分量的中心标志着核形变参数 $\delta = 0.27 \pm 0.07$. 两分量的强度比表明, 处于核温度 $T \sim 1.5\text{MeV}$ 时的退激态上的核形变有相当大的一部分是扁椭的. 它和核温度 $T = 0$ 时的已知的长椭圆形变是大不相同的.

最近在玻尔研究所的串列加速器上用 750h 的束流时间研究了 ^{166}Er ^[9], 高能 γ 射线是与和谱仪符合记录的, 它限制了计数率. 对角动量平均值 $\bar{I} \sim 13, 20, 26\hbar$ 的高能 γ 能谱的实验结果进行最小二乘迭代计算, 所得到的参量, 如强度 $S(E1)$, 两分量的能量和宽度 $E1, \Gamma1, E2, \Gamma2$ 以及其强度比 $F2 = S(E1, \text{高能分量})/S(E1, \text{总量})$ 列于表 1.

对表 1 给出的数值作进一步的研究, 结果与理论预言相符. 核温度是削弱壳效应的重要因素. 原子核由长椭圆形变到三轴不对称再到扁椭圆形变, 这些都发生在较低的自旋态, 而对核势较软的 ^{158}Er (中子数 $N = 90$ 核的特征), 这

种演变发生在更低的自旋态.

表 1 8-9 MeV $< E_\gamma < 19-20\text{MeV}$ 能区 γ 射线谱 (经最小二乘拟合导出的偶极巨共振参数. 拟合的参量误差的典型值: $\Delta E < 0.15\text{MeV}$, $\Delta \Gamma < 0.10\text{MeV}$, $\Delta F2 < 0.05$)

原子核	i	$F1(\text{MeV})$	$\Gamma1(\text{MeV})$	F2	$E2(\text{MeV})$	$\Gamma2(\text{MeV})$
$^{166}\text{Er}^*$ $E^* \approx 60\text{MeV}$	13	12.67	5.40	0.60	15.46	6.41
	20	12.83	5.63	0.46	15.31	6.23
	26	12.83	6.07	0.31	15.23	4.61
$^{158}\text{Er}^*$ $E^* \approx 47\text{MeV}$	13	13.91	5.55	0.45	16.18	6.02
	20	13.37	4.72	0.32	16.60	3.82
	26	13.38	5.59	0.30	16.76	5.24
$^{108}\text{Sn}^*$ $E^* \approx 57\text{MeV}$	13	15.05	5.94	0.37	15.31	6.45
	20	15.12	5.79	—	—	—
	26	15.01	5.42	—	—	—

(1) 式中的统计描述的含意是: 由于统计因子 $\exp[(E_\gamma - S_n)/T]$ 的影响, 高能 γ 射线的产额将随核温度 T 的升高而加强. 这一点可由最近在贝克莱实验室的 88 吋迴旋加速器上进行的实验得到证明. 该实验是以 ^{20}Ne 束轰击 ^{91}Zr 靶形成处于激发能 $E^* = 66.4\text{MeV}$ 和

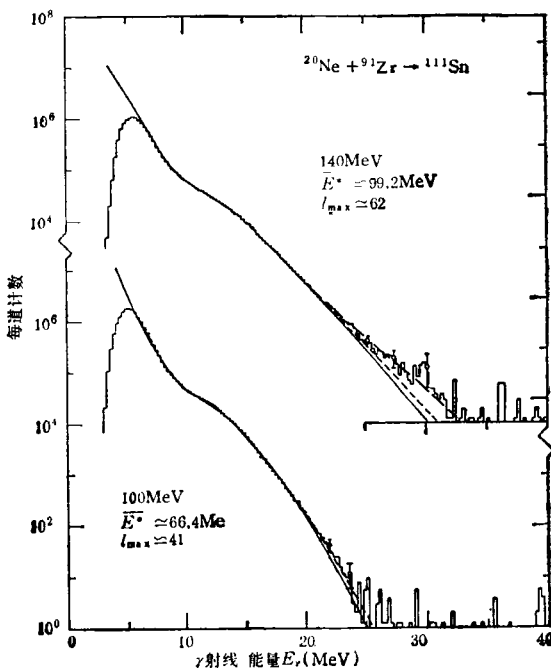


图 4 ^{111}Sn 退激 γ 谱

100MeV 的 ^{114}Sn 复合核。从图 4 可以清楚地看出,在 $E^* = 100\text{MeV}$ 的结果中,由于高能尾部压低,因此,激发能降低到 35MeV 时仍可观测到宇宙射线本底之上的 γ 产额。这一点是令人很感兴趣的,因为同位旋矢量四极巨共振 (IV-GQR) 预期发生在能量为 27MeV 的能区。实际上在作 CASCADE 计算时,如果在强度函数 $f(E_\gamma)$ 中包含了同位旋矢量四极巨共振分量,并用的是全求和定则强度,则计算结果可以很好地再现实验值。这一实验被认为是在重核区第一次观测到的同位旋矢量四极巨共振^[10]。

三、高自旋态分立 γ 射线谱学

由于许多实验室已具有能将 $A > 30$ 的重离子束加速到每核子能量为 4.7MeV 以上的加速器和多探测单元大装置,导致近年来在高速旋转状态下原子核退激级联 γ 的精细研究方面

获得了丰硕的成果。

这里简要地综述近年来我们与英国的几个实验组合作,在达斯柏瑞实验室的 25MeV 串联加速器上用 TESSA-II 测量装置取得的一些成果。这个装置^[11]由六套高能分辨低本底的反康普顿谱仪(锗半导体探测器置于 NaI 反康普顿谱仪的屏蔽体中)组成,用于 γ - γ 符合测量。六台反康普顿谱仪通过 4π 锗酸铋晶体球上的小孔对准靶,锗酸铋晶体球由 50 个独立的探测单元组成,用来测量 γ 多重性 M 和级联 γ 总能谱 ΣE_γ 。

1. 跃迁能系统研究

在这一研究中,人们有可能研究原子核的基本单元——一个别的准粒子或粒子空穴组态随角动量的变化。对形变核而言,随转动频率 $\hbar\omega$ 变化的直接观测量,是拉长的 $E2$ 跃迁的能量 $E_\gamma = 2\hbar\omega$ 及其增强的 $E2$ 跃迁矩阵元(图 3 中标为类转晕跃迁)。

由分立 γ 射线的符合谱(图 5)提炼出的跃

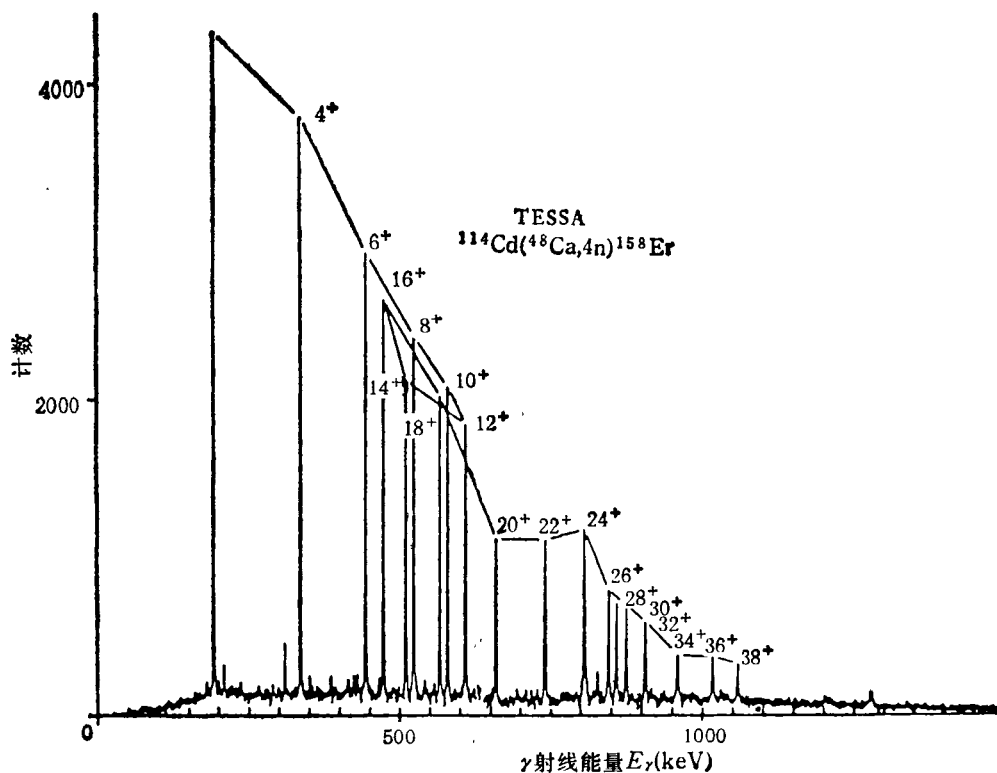


图 5 ^{158}Er 转晕跃迁符合 γ 谱

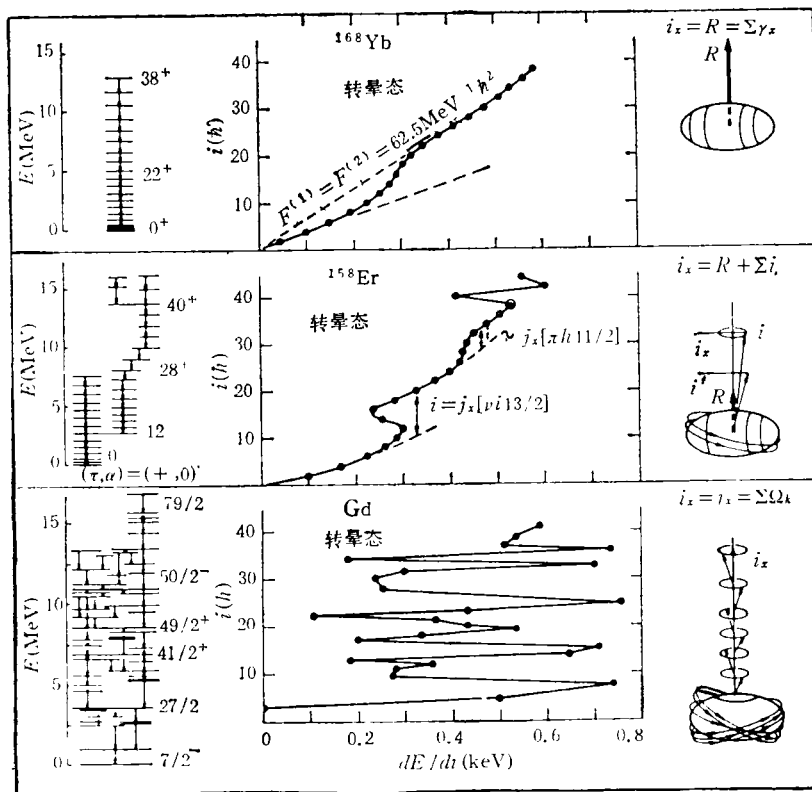


图 6 三个不同类型的核素 ^{147}Gd , ^{158}Er 和 ^{168}Yb 的自旋 I 与 dE/dI 的关系

迁能的级联关系可以建立能级纲图。把能级纲图作为核结构的研究的基础是十分有用的。在稀土区已对 30 多个核作了研究,从这些结果中提取了极为丰富的信息。例如由超流态到正常态的各种单粒子对关联的研究^[12,13];四极对相互作用的研究^[14];高自旋态 ($I \sim 40\hbar$) 下 ^{158}Er 核区附近原子核由长椭到扁椭形变的研究^[15,16]; ^{152}Dy 超形变理论预言的三轴比为 1:1:2 的观测^[17]以及 ^{168}Hf ^[18] 和 ^{168}Yb ^[13] 在很高转动频率 ($\hbar\omega > 0.35\hbar$) 下具有相当稳定的形变并几乎接近于理想转子等。从图 5 可以看出,在 12^+ — 14^+ 附近发生了第一回弯,它是由 $i_{13/2}$ 中子顺排所致。在 26^+ — 28^+ 附近出现第二个不规则(表现为上弯)情况,它是由 $h_{11/2}$ 质子顺排所致。图 6 比较了 ^{158}Er , ^{168}Yb 和 ^{147}Gd 的转晕跃迁^[19]。

原子核的质子数、中子数或角动量等的不大的变化会引起核结构的显著的变化。对近满

壳而言,形变驱动力较小。原子核总自旋是由个别粒子的角动量顺排而构成的。图 7 中的 ^{147}Gd 就是一个典型例子,它只有一个中子在双满壳核 ^{146}Gd 之外。它的能级纲图一直延伸到自旋为 $79/2$, 相应于 11 个粒子空穴组态^[19] 的顺排角动量。这导致转晕线变得很不规则,跃迁能 dE/dI 随自旋 I 的变化有很大起伏,兼有四极和偶极转晕跃迁,且跃迁强度接近于单粒子估计值。这确实是一个十分有趣的对称性遭到严重破坏的典型例子。在这样高的自旋态 ($I = 79/2 \hbar$) 下,在 11 个粒子和空穴中没有观测到其时间反演共轭态。这些顺排粒子使原子核发生扁椭形变,其形变四极矩具有一定的负值^[20]。无论如何,没有发现这个核的集体转动证据。

随着价核子数目的增加,位能面极小优于填充长椭组态,导致原子核具有静态长椭形变。作为一个典型的例子,图 6 中部给出了 ^{158}Er 核

的结果,正宇称低伏能态构成了增强拉长 $E2$ 跃迁转晕级联.能态的自旋由集体转动 ($R = J\omega$) 和未配对的顺排准粒子两个分量组成. 在回弯处,或者说转动到带交叉频率 $\hbar\omega_c$ 时,转动顺排组态成为优惠的组态. 这时离心力和科里奥利力抵消了容易发生顺排的某对核子间的对相互作用. 基态带可以一直观测到 $I = 26^+$, 在 $I = 12^+$ 处,一个基于 $i_{13/2}$ 组态中子顺排的带与基态带相交,在更高的自旋态时,这个带变为转晕带. 在 $\hbar\omega = 0.41\text{MeV}$ 时,这个带与四准粒子组态带相交,在两个顺排 $i_{13/2}$ 中子之上又加了两个顺排 $h_{11/2}$ 质子. 这样,原子核的总自旋在 x 轴上的投影可写成两个分量之和,即 $R + \sum i = I_x$. 观测到的 ^{158}Er 的拉长 $E2$ 跃迁的平滑带结构,可以直接给出转动频率的度量 $E_T = dE/dI_x(\Delta I = 2) = 2\hbar\omega_c$.

运动学中的转动惯量 $J^{(1)} = I_x/\omega$ 对应于总体系的运动,而动力学中的转动惯量 $J^{(2)} = dI_x/d\omega$ 对应于快速旋转的原子核的局部变化. 两者都是可以直接测量的量.

在 ^{158}Er 的平滑的带结构中,可观测到 $I = 38^+$, 它表征原子核基于几个准粒子组态的集体转动. 一个由长椭到扁椭^[15]的突变发生于 $I = 40\hbar$ 时,其能级结构正象 ^{147}Gd 的低自旋态的不规则的图象一样.

图 7 还给出了处于 $i_{13/2}$ 壳中部的 ^{168}Yb 核转晕跃迁. 在较高的自旋态下,可观测到更平滑的结构, $J^{(1)} = J^{(2)} = 0.85 J_{\text{rig}}$ (J_{rig} 是相应的刚体转子转动惯量),它表明 ^{168}Yb 原子核几乎表现为具有刚体转动惯量的集体转动. 在转动频率 $\hbar\omega > 0.4\text{MeV}$ 时,顺排角动量的减小可理解为 R. A. Broglia^[21] 最近提出的动态对关联的解释.

这里选择的几个相当简单的例子,足以说明目前有关自旋 $I \sim 40\hbar$ 附近的 γ 跃分立能级的系统研究已提供了丰富的核结构信息. 在文献[13], [22], [16], [23]中,给出了近期的一些实验结果. 例如在文献[22]中,给出了如何从 Yb 的奇核和偶核的实验结果直接提取出中子数 $N = 94-97$ 附近的单粒子能谱. 在

$0.35 < \hbar\omega < 0.5\text{MeV}$ 的高自旋态下,核子间的静态对相互作用已趋于零. 文献[21]指出,如果考虑动力学对效应,顺排角动量应该降低. 这一点在最新的推转壳模型的程序中已包括进去了.

2. M1 跃迁几率

在较高转动频率下,处于 $i_{13/2}$ 中子壳 Yb 附近的核的跃迁能系统学得到顺排角动量降低是出人预料的,它也可能是由于某种独立于能量的其它因素所致. 因此,如果可能的话研究这一核区低伏能级组态的磁性质可能是重要的. 这样就能独立地给出顺排的信息.

奇质子核由于价质子的轨道贡献,其磁跃迁率会有特别的增强. 因而有可能观测到基于奇质子组态转动带间的奇偶“标记”量子数间的 M1 跃迁. 一个很有趣的事例是 ^{165}Lu , 其尼尔孙 $9/2^- [541]$ 组态已推向自旋 $I = 65/2^-$, ($\Delta I = 1$) 跃迁已观测到 $61/2^-$. 由测量的分支比

$$\lambda = \frac{T_\gamma(I_0 \rightarrow I_0 - 2)}{T_\gamma(I_0 \rightarrow I_0 - 1)} \quad (2)$$

可以导出

$$\frac{B(M1, I \rightarrow I - 1)}{Q_0^2} = 0.0693 \cdot \frac{[E_\gamma(I \rightarrow I - 2)]^2 \langle IK20 | E - 2K \rangle^2}{[E_\gamma(I \rightarrow I - 1)]^2 \lambda (1 + \delta^2)}, \quad (3)$$

其中

$$Q_0^2 = \frac{16\pi B(E2, I \rightarrow I - 2)}{5 \langle IK20 | I - K \rangle^2},$$

$$\delta^2 = \frac{T_\gamma(E2, I \rightarrow I - 1)}{T_\gamma(M1, I \rightarrow I - 1)}. \quad (4)$$

如果混合比 δ 是独立确定的或甚小,则人们也可以由 λ 和 $B(E2, I \rightarrow I - 2)$ 与 $B(E2, I \rightarrow I - 1)$ 间的转换关系推算 δ . 在当前情况下, $\delta^2 \sim 0.01$, 即使考虑到 λ 和 δ 的不确定性, δ^2 也可以略去不计. 图 7 给出了导出的 $B(M1)/Q_0^2$ 随自旋 I 的变化. 图中空心 and 实心符号分别表示 $\alpha = -1/2$ 和 $\alpha = 1/2$ 的结果. 三角形实验点引自文献[24], 圆形实验点引自文献[25].

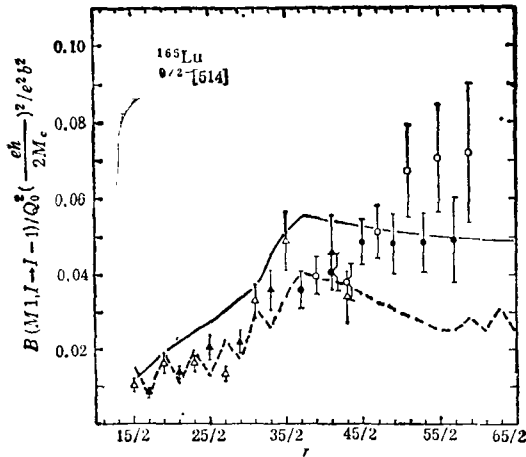


图 7 $B(M1, l \rightarrow l-1)/Q_0^2$ 随 l 的变化关系

如果假设 $Q_0(l)$ 为常数, 并考虑 Dönau 和 Frauendorf 的简单的矢量耦合模型^[26], 便可得到对这些数据的定性的理解. 在这里,

$$\vec{\mu} = g_p \vec{j}_p + g_n \vec{j}_n + g_R \vec{R}, \quad (5)$$

$$B(M1) = \frac{3}{8} \pi \mu^2 = \frac{3}{8} \pi \frac{K^2}{I^2} [(g_p - g_n) \cdot (\sqrt{I^2 - K^2} - i_p) - (g_n - g_R) i_n]^2. \quad (6)$$

不难看出, $B(M1)$ 正比于磁矩的垂直分量 μ_{\perp} , 它对组态成分的中子和质子顺排角动量 i_n 和 i_p 是灵敏的. 在测量这些能级的寿命之前, 对这些数据进行定量的分析和对组态的绝对顺排作出推论是没有意义的.

无论如何, 这些数据表明这种测量是可能的. 把分支比, 角分布的混合比, 电子内转换和(或)线性极化, 多普勒移动衰减和反冲距离法寿命测量等结合起来, 可以使人们得到更多的高自旋核结构信息.

人们很有兴趣地注意到图 7 中的数据的趋势与 Dönau 和 Frauendorf 的矢量耦合模型是定性的符合的. 图中的实线是根据(5)式计算的结果, 其中质子和中子顺排值是由测量的跃迁能和自旋按通常的定义计算的.

$$i_{\text{rel}} = i_p + i_n = I_x^{(\omega)} - I_{x,\text{ref}}^{(\omega)}, \quad (7)$$

$$\text{其中 } I_{x,\text{ref}} = J_0 \omega + J_1 \omega^3. \quad (8)$$

在这一质量区域和角频率范围内, J_0 和 J_1 取其

系统计算值, $J_0 = 30 \text{ MeV}^{-1} \hbar^2$,

$$J_1 = 60 \text{ MeV}^{-3} \hbar^4.$$

图 8 给出了由能量系统学提取出来的顺排角动量. (5)式中的 i_n 和 i_p 值是由图 7 估算的. 图 7 中的实线是基于对所有的自旋值都依赖于 $K = 9/2$ 的假设. 对于较高自旋态这一假设可能不对, K 可能会降低 20% 左右. 由于(6)式中的 K 是平方项, 所以这一简单的估算是成问题的.

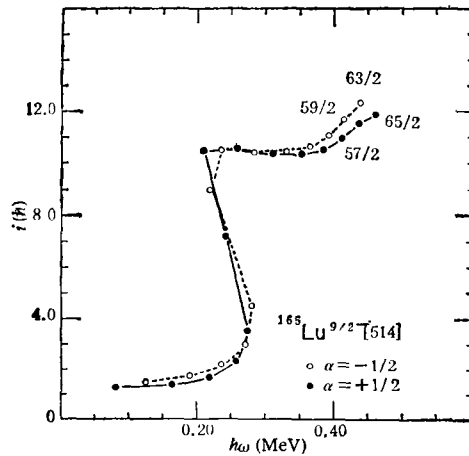


图 8 $9/2-[514]$ 组态的属于两个不同“标记” (Signature) 量子数的顺排角动量

根据 Hamamoto 和 Mottelson^[27] 的近期的理论工作或 Dönau^[28] 的扩展的矢量耦合模型, 可以进行更复杂的计算. 在这里, 内禀系统的空间取向和准粒子结构作为自旋的函数可以较好地考虑进去. 一个基于文献[28]的理论分析在图 7 中用虚线绘出, 这里的 Q_0 仍作为常数. 为了与此期待值一致, 要求在 $i_{13/2}$ 中子顺排的较高自旋态下 Q_0^2 减小一倍. 如果能量系统学所提取的相对顺排角动量降低, 则 Q_0^2 还要进一步减小. 贝克莱实验组最近观测到在自旋 $l > 30\hbar$ 时 Q_0^2 降低了 40%^[29]. 如果能观测到 ^{165}Lu 也有类似的降低, 便可以立即得出 ^{165}Lu 的大部分自旋被粒子顺排带走了的结论. 而表现于相邻核的能量系统学中的顺排角动量的降低是由其它因素所致. 这一课题的一般论述见文献 [30, 31].

四、连续谱的展宽宽度

上述的一些例子说明了在近零度的转晕谱学中展示了丰富的量子物理信息。这里特定的高度顺排的组态在较低的能量下被科里奥利力和离心力分离出来，正象奶油从牛奶中撇出来一样。不管怎样，由重离子反应布局的高自旋态退激下来的大部分拉长的高能级密度区域。特别对 $I > 30\hbar$ 的转晕区的布局很弱，这是由于如果假设增强了的 $E2$ 跃迁的能量 $E_\gamma \approx 4I$ ，则衰变率与跃迁能的关系是 E_γ^3 ，它与统计的 $E1$ 跃迁相竞争，而 $E1$ 统计跃迁的能量几乎不随自旋而变。因此，在自旋态 $I \sim 40 - 65\hbar$ 区域的信息只能来源于仔细研究 γ 射线连续谱。它可以在分立的 γ 谱线之下看到，并一直延伸到 $E_\gamma \sim 1.5\text{MeV}$ 附近。作为一个例子，图 9 给出了 $^{48}\text{Ca} + ^{124}\text{Sn} \rightarrow ^{172}\text{Yb}$ 反应的连续谱，该反应导致的生成核是 ^{168}Yb 和 ^{167}Yb 。

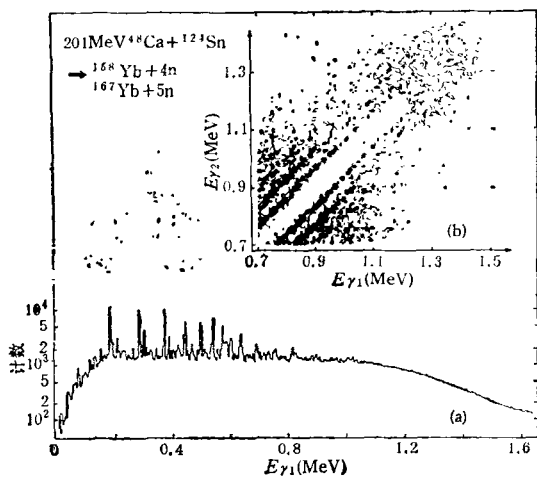


图 9 (a) $^{124}\text{Sn}(^{48}\text{Ca}, \text{Xn})^{172-173}\text{Yb}$ 反应的 γ 射线能谱；
(b) $0.7 < E_\gamma < 1.5\text{MeV}$ 能区的 $E_\gamma \times E_\gamma$ 能量关联谱

图 9(a) 给出了康普顿剔除半导体 Ge 探测器的 γ 能谱，纵坐标是计数的对数。由图可以看出三种典型的 γ 射线：(1) 分立谱线；(2) 来自类转晕跃迁的所谓集体连续凸起，未分辨开的四极跃迁；(3) 高能统计偶极跃迁长尾，如前所述，它带走了原子核的大部分激发能。在

连续谱区，借助于 $E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2}$ 关联，可以把明显的转动特征分立出来。图 9(b) 给出了 γ 射线能量在 $E_\gamma > 700\text{KeV}$ 区域利用数值化技术^[32]所得到的能量关联结果。在 $E_{\gamma_1} = E_{\gamma_2}$ 对角线上，可以看到明显的低谷和与之平行的数条脊梁。这种结构是基于不同的内禀组态的数个转动带的预期的结果。在关联谱中间的两条脊梁之间的距离 $W = E_\gamma(I+2) - E_\gamma(I-2)$ 是原子核转动频率为 $\hbar\omega = E_\gamma/2$ 时原子核的平均动力学转动惯量 $J^{(2)}$ 的量度。

无论如何，这个结构是比较弱的，仅仅是由最高自旋区退激下来的一小部分。正如文献[33]指出的，它来源于转晕线以上 1MeV 以内的转动带结构。康普顿剔除 $E_{\gamma_1} \times E_{\gamma_2}$ 关联的二维非叠合谱表征了真实的光电峰的二维分布。分析表明，图 9(b) 中的脊梁结构的绝对数值是很小的，它小于高自旋态退激总衰变的 5%。因此，必须提出一个 $E2$ 转动能量的微扰机制。在文献[34]中考虑了一个模型，在此模型中，转动四极跃迁退激强度的展宽被认为是由于随着温度上升，转动图象相继衰减。在转晕线几个兆电子伏以上能级密度已经高到这种程度，即可以认为未被干扰的转动带被较弱的剩余相互作用混合起来。对那些相互平行的转动带，在角动量相邻值 I 和 $I-2$ 的态有相似的转动结构，且转动退激图象的主要部分仍然遵循类转动带结构。未被干扰的带引入不同的顺排，导致由角动量 I 的本征态衰变到角动量为 $I-2$ 的终态的集体四极跃迁强度，展宽了一个宽度 Γ_{rot} 。理论预期这个宽度随转晕线之上的激发能 ($U = E_{exc} - E_{y,rot}$) 的升高而按 I^2/ν 的关系减小。

按照这个模型的基本概念已建立了一个描述 γ 退激过程的蒙特-卡罗计算程序。由此程序可算出电四极跃迁强度展宽的平均宽度及临界能量 U_0 。低于此能量 U_0 时，会由于能级密度太低而导致没有“衰减”。在退激过程中，由 (E, I) 平面的人口布居区的统计跃迁和拉长的集体四极跃迁的相对几率一步一步地计算出来。在下面的计算中，统计衰变常数先由再现

(n, γ) 研究中的跃迁率的实验值而选定, $B(E2)$ 值选为 400 韦斯科夫单位, 而 Γ_{rot} 对所有在转晕线以上能量大于 U_0 时均取为常数. 转动带的动力学转动惯量和顺排角动量是由蒙特-卡罗法高斯分布选取的. $J^{(2)} = 70\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, $\Delta J^{(2)} = 16\hbar^2\text{MeV}^{-1}$; $i = 3\hbar$, $\Delta i = 3\hbar$. $J^{(2)}$ 和 $\Delta J^{(2)}$ 是由再现 $E_\gamma > 1\text{MeV}$ 的实验脊梁间距和脊梁宽度而定. 每一个级联链通过已知的 ^{168}Yb 转晕跃迁利用测量的 $J^{(2)} = 70\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 推向更高自旋态. 计算机程序模拟出来的退激途径绘于图 10 中.

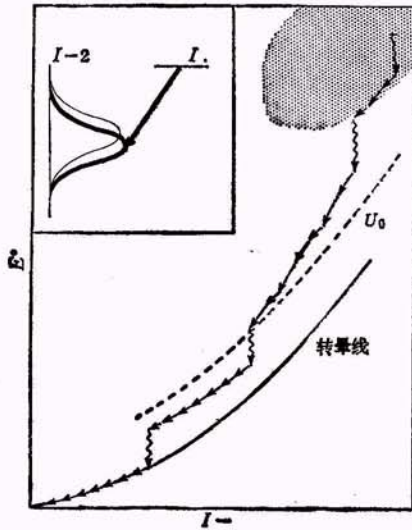


图 10 蒙特-卡罗法模拟的 γ 退激途径

图 11 给出了不同展宽宽度的计算机模拟的二维 γ 谱的切割谱和相同的 $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})/2$ 值的实验谱的切割谱.

由 $\Gamma_{rot} = 0$ 的计算结果所显示的强脊梁结构可以清楚地看出, 必须引入展宽才能解释实验结果. 系统计算表明, 谷的深度对 Γ_{rot} 是相当灵敏的, 而脊梁结构的强度可以给出对 U_0 的很好的量度. 图 11 中的 (a) 和 (b) 分别是在 $(E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})/2 = 970\text{keV}$ 和 1130keV 处垂直于 45° 对角线上的切割投影谱, 切割宽度为 56keV . 在图 11(a), (b) 中, 谱 1 是 $\Gamma_{rot} = 0$ 的模拟计算谱, 谱 3 是与表 2 中给出的最佳获得值 Γ_{rot} 和 U_0 相对应的能谱, 谱 2 是经过重

物理

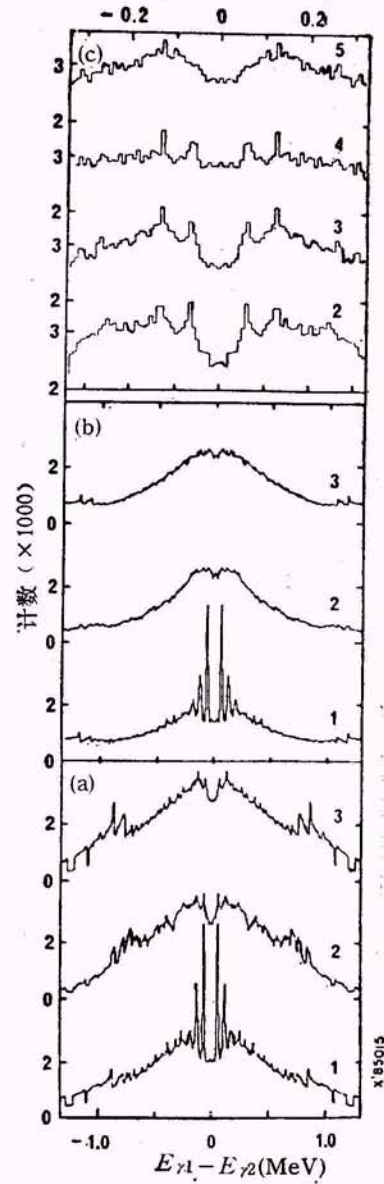


图 11 二维符合谱上垂直于 45° 对角线上的切割投影谱叠分解和效率校正的实验结果. 图 11(c) 中的谱 2 和谱 3 是图 11(a) 中相应的谱的中心部位的扩展. 图 11(c) 中的谱 4 是 Γ_{rot} 和 U_0 分别等于 150keV 和 0.5MeV 的模拟计算谱. 由此可看出其灵敏程度.

表 2 各种 γ 跃迁能量的 Γ_{rot} 和 U_0

$E_\gamma(\text{keV})$	810	970	1130
$\Gamma_{rot}(\text{keV})$	75 ± 20	75 ± 20	110 ± 40
$U_0(\text{MeV})$	1.25 ± 0.20	1.1 ± 0.2	1.0 ± 0.2

直接比较实验的和计算机模拟的脊谷结构,通过最小二乘法得到的 Γ_{r_0} 和 U_0 列表于表 2 中.在 $(E_{\tau_1} + E_{\tau_2})/2 = 970\text{keV}$ 区域符合很好的程度及其灵敏程度展示在图 11(c) 中.

虽然上述的讨论仅限于 ^{168}Yb ,但脊谷结构在高转动频率下削弱的情况在迄今的 ^{157}Ho , ^{158}Er , ^{162}Er , ^{168}Hf , ^{171}Ta , ^{172}W 和 ^{172}Hf 等实验中是普遍现象.实际上在 ^{168}Yb 中看到的脊谷结构是最突出的,在其它实验中,更难于从 $E_{\tau} \times E_{\tau}$ 二维谱的较广的自旋区提取 Γ_{r_0} 和 U_0 .三重符合在一定程度上会提高其灵敏度.

观测到的“衰减”和这里讨论的机制,在一定程度上可以理解:利用我们已经建立的相当灵敏的测量技术,仍然难于观测到更多的分立谱线级联跃迁.通过研究人们最近才认识到核谱的新特征^[33,34]中的质量、自旋和温度的依赖关系.在这篇关于高速旋转的原子核的核谱学的短评中,我着重讲了这一领域的最新成果,阐明了该领域所具有的激动人心和令人鼓舞的前景.

毫无疑问,多功能和小体积的反康普顿仪系统(例如文献[35]中所讨论的 *Nordball*) 在许多实验室中的建立,开始了 γ 谱学的新纪元.

本文所涉及的工作是与在玻尔研究所工作的 J. C. Bacelar, C. Ellegaard, J. J. Gaardhøje, J. D. Garrett, G. B. Hagemann, A. Holm, B. Lauritzen, M. Riley, S. Steadman, 杨春祥 (C. X. Yang) 等共同完成的.近期的工作是在英国达斯伯瑞实验室与 P. Twin, P. Walker, H. Price, J. Simpson, 以及曼彻斯特大学的 J. C. Lisle, B. Chapman, J. Mo, 利物浦大学的 J. F. Sharpey-Schafer, 奥斯陆大学的 P. O. Tjøm, 隆德大学的 L. Carlén, J. Lyttkens, H. Ryde 合作完成的.感谢 Th. Døssing, B. Mottelson, J. Dudek, W. Nazarewicz, S. Aberg, R. Diamond 和 F. Stephens 与作者进行的有启发性的讨论.此项工作得到了丹麦自然科学研究协会的支持.

- [1] N. Bohr, *Nature*, **137** (1936), 344.
- [2] K. Siwek-Wilczynska et al, *Phys. Rev. Lett.*, **42**(1979), 1599.
- [3] J. Newton et al, *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1383.
- [4] D. L. Hillis et al., *Nucl. Phys.*, **A325**(1979), 216.
- [5] J. J. Gaardhøje, Proceedings of the Niels Bohr Centennial, Nuclear Structure 1985, ed. by R. Broglia, G. B. Hagemann, and B. Herskind, Elsevier Science Publication BV (1985), 519.
- [6] J. J. Gaardhøje et al, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 148.
- [7] J. J. Gaardhøje, *Phys. Lett.*, **139B** (1984), 273.
- [8] R. L. Puhlhofer, *Nucl. Phys.*, **A280** (1977), 267.
- [9] J. J. Gaardhøje et al., to be published.
- [10] J. J. Gaardhøje et al., to be published in *Phys. Rev. Lett.*, (1986).
- [11] P. Twin et al. *Nucl. Phys.*, **A409** (1983), 343C.
- [12] B. Herskind, *Annals of the Israel Physical Society*, Vol. 7, eds. G. Goldring and M. Hass, (1984), 3—28.
- [13] J. C. Bacelar et al., *Nucl. Phys.*, **A442** (1985), 509.
- [14] J. D. Garrett, *Phys. Lett.*, **118B** (1982), 297.
- [15] J. Simpson, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 648.
- [16] M. A. Riley et al. NBI preprint.
- [17] B. M. Nyako *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1984), 1858.
- [18] R. Chapman et al., *Phys. Rev. Lett.*, **51** (1983), 2265.
- [19] G. Sletten, *Phys. Lett.*, **135B** (1984), 33
- [20] O. Häusser et al., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 132.
- [21] R. A. Broglia et al., NBI Preprint 1985, to be Published in *Nucl. Phys.* (1986).
- [22] J. D. Garrett, Proceedings of the Niels Bohr Centennial, Nuclear Structure 1985, ed. by R. A. Broglia, G. B. Hagemann, and B. Herskind, Elsevier Science Publication BV (1985), 111.
- [23] J. Y. Zhang, J. D. Garrett, S. Frauendorf and J. C. Bacelar, *Nucl. Phys.*, (in press).
- [24] S. Jönsson et al, *Nucl. Phys.*, **A422** (1984), 397.
- [25] P. Frandsen et al., to be published.
- [26] F. Dönau and S. Frauendorf, Proc. of the Conference on High Angular Momentum Properties of Nuclei, Oak Ridge (1982), ed by N. R. Johnson (Harwood, New York, 1983).
- [27] I. Hamamoto and B. Mottelson, Lund preprint Oct. 1985, to be published.
- [28] F. Dönau, NBI preprint (1985), to be published
- [29] F. S. Stephens, Proceedings of the Niels Bohr Centennial, Nuclear Structure 1985, ed. by R. Broglia, G. B. Hagemann, and B. Herskind.
- [30] G. B. Hagemann, *Annals of the Israel Physical Society*, Vol. 7, ed. by G. Goldring and M. Hass, (1984) 195—206.
- [31] I. Hamamoto, *ibid.*, p. 209—226.
- [32] O. Andersen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 687.
- [33] J. C. Bacelar et al, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1858.
- [34] B. Lauritzen et al., Contribution to the Niels Bohr Centennial, Nuclear Structure 1985, and to be published in *Nucl. Phys.*, (1986).
- [35] B. Herskind, *Nucl. Phys.*, *in press* (1986).