

原子核高自旋超形变的研究(待续)

罗亦孝 钟纪泉

(中科院近代物理研究所)

摘要: 原子核超形变—重核中轴长比为2:1或3:2的长椭球形变的研究始于锕系区裂变同质异能素的发现。近年来, A~150稀土区和A~130—140轻稀土区高自旋超形变的重要发现揭开了原子核超形变研究新的一页。高自旋超形变带具有很高的角动量、激发能和转动惯量, 涉及到特殊的布居机制、转动驰豫和退激方式, 具有特殊的组态结构, 表现出丰富的谱学性质。高自旋超形变带的研究可以提供单粒子能级和对场的信息, 在核结构的实验和理论研究中都具有十分重要的意义。高自旋超形变态谱学已迅速发展为核结构研究的前沿领域之一。

一、原子核超形变研究的历史及高自旋超形变研究的重要发现

1. 裂变同质异能素, Strutinsky方法及其实验证据

二十六年前, S.M. Polikanov等人在合成102、104号等新元素时发现了裂变同质异能素^{242m}Am, 其自发裂变半衰期比²⁴²Am小21个量级^[1]。W.M. Strutinsky等人提出的液滴模型加壳修正的方法给出了锕系元素的双峰裂变位垒图像, 在位能面上显示出与形变基态共存的、2:1超形变的第二位阱, 成功地解释了^{242m}Am和以后发现的几十个裂变同质异能素现象^{[2][3][4]}。

众所周知, 液滴模型给出原子核球形基态和单峰裂变位垒。如果在液滴模型中引入壳修正, 则对于一给定的平均场哈密顿量 $H = H(\vec{X}, \beta)$, 本征能谱为

$$H\psi_n = e_n \psi_n, \quad e_n = e_n(\beta) \quad (1.1.1)$$

而原子核总能量为^{[2][5]}

$$E_{total} = E_{macro}(Z, N, \beta) + E_{micro}(Z, N, \beta) \quad (1.1.2)$$

将 E_{macro} 取为液滴能量, 而壳能量项

$$E_{micro}(Z, N, \beta) = \Sigma e_n(\beta) - \langle \Sigma e_n(\beta) \rangle_{shell} \quad (1.1.3)$$

当费米面附近出现强的壳隙、即低的单粒子能级密度时, 壳能量将很小或成为负值; 在某些特定的大形变下(如2:1长椭球形变), 壳能量大的负值将给出总能面上的第二极小。裂变同质异能态正是处于双峰裂变位垒对应于超形变的第二极小中的最低能态。第二极小能量上比第一极小高, 穿透第二位垒的机率比基态高得多, 因而自发裂变半衰期比基态短得多。

此后, A. Michandon、V. Metag等人从实验上观察到了建立在位能面极小上的两个转动带的低位能级, 推出的两个转动惯量分别对应于形变基态和 $\beta \sim 0.65$ 的超形变第二极小^[6]。E. Migneco等人在²⁴⁰Pu(n, f)慢中子引起的低于裂变阈能的裂变共振现象中发现了激发曲线的中间结构, 其共振峰间隔比精细结构间隔宽得多^[7]。根据Strutinsky方法, 复合核具有双峰位垒。第二极小比第一极小高, 复合核在第一极小中能级很密, 而在第二极小中能级较疏, 共振的中间结构正是来自第二极小中的能级间隔。一系列实

验证了Strutinsky方法的正确性，并证实了裂变同质异能素中超形变现象的存在。然而，超形变更为直接的实验证据是由寿命测量得到的（参见第3节）。对裂变同质异能素的寿命测量推出其四极矩为30—35b，对应于 $\beta \sim 0.65$ ，证明裂变同质异能素的确具有 $\sim 2:1$ 轴长比的超形变^[8]。

需要指出的是，裂变同质异能素布居机率很小，裂变同质异能素现象是对应于 $\hbar\omega = 0$ 或很低自旋现象，因此超形变研究受到很大限制。

2. 高角动量、超形变下的壳效应；推转Strutinsky模型及其理论预言

早在1975年，R. Bengtsson和K. Neergord等人就对高角动量、超形变下的壳效应进行了理论研究^[9]。八十年代初，I. Ragnarson和T. Bengtsson等人又对高自旋下的2:1超形变（特别是稀土区核¹⁶²Dy）进行了综合性的讨论^{[10][11]}。此后，J. Dudek、S. Aberg等做了进一步的工作^{[12][13]}。推转Nilsson（或Woods—Saxon）计算表明，尽管核的转动可能使壳效应变得“模糊”，但在大形变，强集体性质的核中，转动对大多数轨道的影响不大， $\omega = 0$ 的大多数壳隙在相当高的转动频率下仍然保留下来，只有高j轨道的侵入可能改变壳隙对应的幻数。图1是推转Nilsson计算给出的中子单粒子能级图^[13]。大多数轨道受 ω 影响很小。对于 $N = 86$ (¹⁶²Dy)，存在一个高达 $\sim 1.7\text{MeV}$ 的稳定壳隙。 $\nu_{j15/2}$ ($N = 7$) 的两条侵入轨道已被占据，该壳隙一直延伸到很高转动频率区。在超形变带的高转动频率下，对关联明显减弱，确定原子核形状的主要因素将是平均转动液滴能量和壳效应。由于大的形变对应于大的转动惯量，从而相应于小的能量，平均转动液滴能量将有利于大的形变，而壳效应决定于特定的组态，某些原子核区（如稀土区）的壳能量也将有利于大的形变。由于¹⁶²Dy及附近的核具有很高的裂变位垒和很高的裂变角动量限，很高自旋的超形变转动带将有可能在这

个区域出现。

一系列理论工作在Strutinsky方法中引入推转项，将其推广为Cranked-Strutinsky

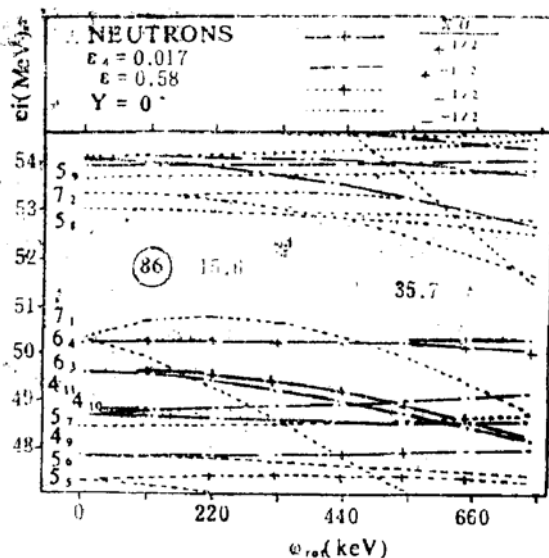


图1. 稀土区超形变核的中子单粒子能级图。对于 $N=86$ 的核，在超形变下存在一高达 1.7MeV 的稳定壳隙。大多数轨道标记因子(α)劈裂很小，表明超形变下同转动的耦合很弱。

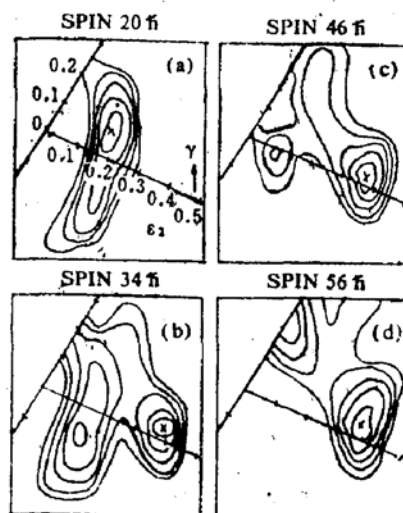


图2. Cranked-Nilsson-Strutinsky模型对于¹³²Ce的位能面计算。

方法。Cranked-Strutinsky位能面计算表明，由于壳隙的存在，随着转动频率增高， $Z \approx 64, 64$ 和 $N \approx 84, 86$ 稀土区核的位能面上将出现超形变第二极小，该第二极小还将在一定

自旋以上成为yrast。

S. Aberg^[14]、T. Bengtsson和R. Bengtsson^[15]、D. J. G. Love^[16]及R. Wyss^[17]还先后在A~130—140轻稀土区，特别是Ce和Nd核中开展了理论工作。Cranked Nilsson (或Woods—Saxon) 计算给出，Z=58, 60的~3:2壳隙十分稳定。系统的位能面计算表明，~3:2壳隙对应的 $\epsilon_2 \approx 0.38$ 超形变极小将在轻稀土区，在自旋~20—60h范围存在。图2给出Cranked-Nilsson-Strutinsky模型对于¹³²Ce的位能面计算^[15]。由图可以看出，在低自旋下，最低能量的组态(第一极小)相应于yrast带($\epsilon_2 \approx 0.2$, $\gamma \approx 0^\circ$)。而在 $I^\pi = 30^+$, $\epsilon_2 \approx 0.38$, $\gamma \approx 3^\circ$ 的第二极小在能量上已低于第一极小，直到 $I^\pi = 60^+$ 。表1是计算给出的A~130—140轻稀土区核超形变 ϵ_2 值和超形变带成为yrast的自旋值。

3. A~150稀土区、A~130—140轻稀土区和Z~80、82汞-铅区高自旋超形变的实验发现

1984年，英国Daresbury实验室P. J. Twin等人使用TESSA2(总能-康普顿抑制探测系统)，在¹⁵²Dy的 $E_\gamma - E_\gamma$ 能量关联谱中发现了具有高转动惯量的转动脊结构^[18]。由脊结构谷宽度测得动力学转动惯量 $\mathcal{J}^{(2)} =$

$85\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ ，等于球形刚体转动惯量值的1.4倍，并由此推出形变参数 $\beta \approx 0.6$ (参见式4.5和3节)。该超形变转动脊结构在800KeV到1350KeV范围(34h—58h自旋范围)内出现，是高自旋超形变的第一个实验证据。1985年，英国Liverpool大学P. J. Nolan等人使用TESSA2，在轻稀土区核¹³²Ce中发现了具有很大动力学转动惯量的分立 γ 转动带^[19]，由 γ 能量差 ΔE_γ 提取的 $\mathcal{J}^{(2)}$ 给出大形变 $\beta \approx 0.45$ (参见3,4节)。这一条具有超形变的转动带自旋值超过40h，是高自旋超形变带的首次实验发现，但在当时似乎未引起人们足够的重视。1986年，英国Daresbury实验室P. J. Twin和B. M. Nyako等人使用TESSA3(参见2.2节)，在核反应¹⁰⁶Pd(⁴⁸Ca, 4n)¹⁵²Dy(E=205MeV)中，发现了¹⁵²Dy的由19条能量从602KeV到1449KeV，具有规则能量差 $\Delta E_\gamma \approx 47\text{KeV}$ 的分立 γ 跃迁组成的转动带(图3a)，具有同前述连续 $\gamma E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱得到的同样高的动力学转动惯量 $\mathcal{J}^{(2)}$ ，得到了稀土区核在高自旋下出现~2:1形变的更为直接的实验证据^[20]。实验表明， $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱中的超形变转动脊结构的强度全部来自该分立 γ 跃迁超形变带。从而证明在~50h自旋值以下，不存在具有更高

表1 Cranked Nilsson-Strutinsky 计算给出的轻稀土区超形变 ϵ_2 值和超形变带成为yrast的自旋值

N	70	71	72	73	74	75	76
Z=62 Sm					44 0.40		45 0.42
Z=61 Pm					44 0.39		46 0.41
Z=60 Nd			36 0.33	33 0.33	49 0.40	44 0.38	46 0.40
Z=59 Pr			47 0.38		43 0.39		
Z=58 Ce	38 0.35		37 0.38	36 0.35	34 (30) 0.38	43 0.39	

激发能的其它分立 γ 跃迁超形变带。在更高自旋值布居的具有更高激发能的超形变带已在该自旋值以上馈入实验观察到的超形变带—yrast带。该超形变带成为yrast也正是由于壳隙的存在,这是在实验上只观察到一条超形变带的原因。

紧接着, M. A. Bentley、P. J. Twin和A. Kirwan等分别对 ^{152}Dy 和 ^{132}Ce 超形变态寿命进行了DSAM测量,由测得的四极矩提取的可靠形变值证实,实验观测到的 ^{132}Ce 和 ^{152}Dy 的具有高转动惯量的转动带是超形变转动带^{[21][22]}(参见第3节)。

此后,在 ^{152}Dy 附近寻找新的高自旋超形变核的实验工作全面展开。然而,在该区域的实验寻找收效甚小。一些小组分别在英国Daresbury和美国Berkeley实验室使用 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联法进行系统寻找,在双闭壳核 ^{146}Gd 中确认了 $\mathcal{J}^{(2)} \approx 75\text{h}^2\text{MeV}^{-1}$ ($c/a = 1.7$)的超形变转动脊结构^[23]。紧接着,加拿大Chalk River实验室在奇中子核 ^{149}Gd 中发现了 $\mathcal{J}^{(2)} \approx 77\text{h}^2\text{MeV}^{-1}$ 的分立超形变带^[23]。

与此同时,英国Liverpool大学和Daresbury实验室以及美国Berkeley实验室在 $A \sim 130-140$ 轻稀土区的超形变实验研究取得了非常迅速的进展。E. M. Beck等首先发现了 ^{136}Nd 的超形变带^[24]。英国Liverpool大学和Daresbury实验室在轻稀土区的系统实验研究中成功地发现和确认了 $^{133}, ^{134}, ^{135}, ^{136}, ^{137}\text{Nd}$ 和 $^{131}, ^{132}\text{Ce}$ 的超形变带^{[25][26][27]}(图3b)。这些超形变带分别由11—17条 γ 跃迁组成,相邻 γ 跃迁能量差 $\Delta E_\gamma \approx 65\text{KeV}$,其高转动惯量和系统性给出 $e_2 \sim 0.38$ 。该区域超形变带同 ^{152}Dy 相比有一系列不同的特点,包括 $\mathcal{J}^{(2)}$ 随自旋增加的显著下降, $\mathcal{J}^{(2)}$ 的不规则突变点在奇中子和偶-偶核中的不同转动频率位置,奇中子核 $\mathcal{J}^{(2)}$ 在低转动频率区的下降,Nd核超形变带相对强度的明显中子奇

偶效应,超形变带退激的不同转动频率等,表现出十分丰富的谱学现象^{[25][26][27]},为高自旋超形变态谱学的研究提供了第一批系统的实验成果。该区域超形变“链”的发现,再

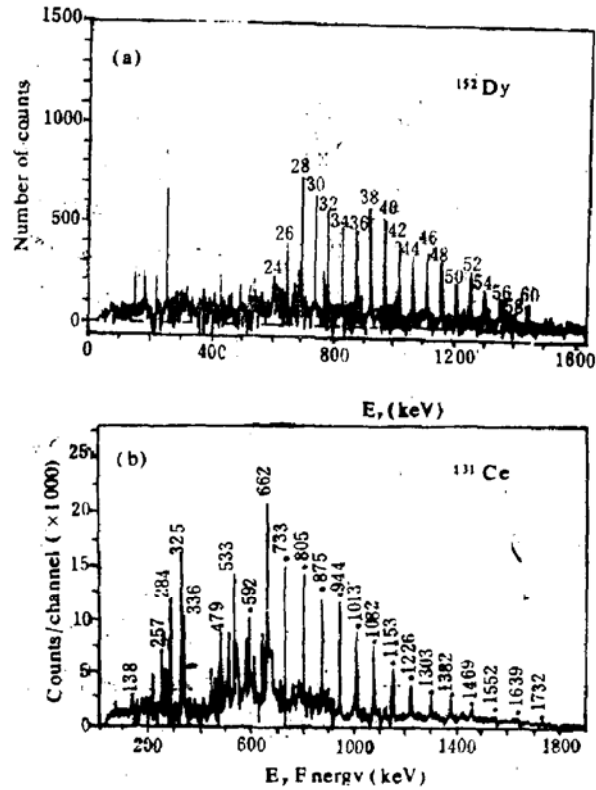


图3. 超形变带 γ 能谱:(a) ^{152}Dy (标出自旋值);(b) ^{131}Ce 。

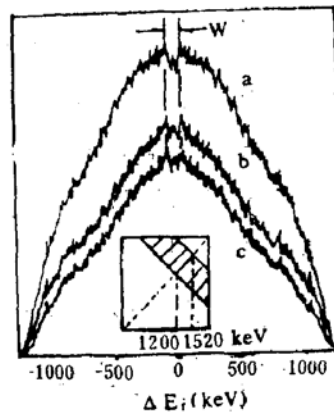


图4. $^{35}\text{S} + ^{98}\text{Mo}$ 反应的 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱中垂直于对角线的剖面图。b、c经响应函数剥离谱、光电峰效率修正。

次证明了壳隙,特别是 $Z = 58, 60$ 质子壳在

*Berkeley小组同时发现了 ^{134}Nd 超形变带,并先发现了 ^{136}Nd 超形变^[28]。但 ^{134}Nd 超形变跃迁能量尚尚分歧。Daresbury实验室在 ^{132}Ce 的新一轮实验中,使用了三重符合测量。

高自旋区对形成位能面上超形变第二极小的作用；该区域原子核在极高角动量下的裂变稳定性是观察到高达 $\sim 52\hbar$ 超形变态的条件之一，轻稀土区是研究超形变态谱学的理想核区。英国Liverpool大学P. J. Nolan和A. Kirwan等又选择 ^{94}Zr (^{48}Ca , 4n) ^{138}Nd 和 ^{94}Zr (^{48}Ca , 3n) ^{139}Nd (170MeV) 反应，在Nd缺中子同位素中寻找新的超形变核，实验数据正在分析处理中。他们还采用 ^{98}Mo (^{48}Ca , 4n) ^{142}Sm (170MeV)反应，向较重区域拓展超形变的研究以寻找超形变现象的中子数范围。

不久前，T. Rzaca-urban等人采用 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联测量和 ^{150}Nd (^{34}S , 4n) ^{180}Os 核反应，在 ^{180}Os 中发现了 $Z\sim 80$ ，82壳附近第一个超形变转动脊结构^[20]。该脊结构在960—1170KeV跃迁能量范围存在，由脊结构谷宽度推出的动力学转动惯量 $\mathcal{J}^{(2)}$ 高达 $115 \pm 5\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ，得到形变参数 $\beta\sim 0.64$ ，相应于 $c/a = 1.76$ 的长椭球形变。此外，对 ^{192}Pb 、 ^{190}Pb 等 $Z\sim 80$ ，82壳核高自旋超形变的寻找也正在进行中。

二、高自旋超形变研究中使用的实验方法和技术

1. 实验方法

和传统的高自旋核结构实验研究类似，高自旋超形变的实验研究采用 $E_\gamma - E_\gamma$ 能量关联法和分立 γ 的符合探测方法。前者主要用于高自旋连续区 $E2\gamma$ 跃迁的探测，而后者用于yrast及附近分立 γ 跃迁组成的能带的观测；前者可以在不分辨分立超形变跃迁的情况下发现超形变迹象，后者则被进而用来寻找和确认分立 γ 超形变带并进行精确测量，因而是高自旋超形变实验研究中两种有效的方法。

在 $E_\gamma - E_\gamma$ 能量关联测量中^[20]，由于转动带内各跃迁具有不同能量， $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱

对角线上强度为零，对角线上是一谷，转动带表现为平行于对角线的山脊。显然，带内相邻的 γ 跃迁组成平行于山谷的，位于山谷两侧的第一脊，而该脊结构的谷宽度等于相邻 γ 跃迁能量差 ΔE_γ 的2倍，可由此推出动力学转动惯量 $\mathcal{J}^{(2)}$ 。此外，由 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱可以确定脊结构的 γ 跃迁能量范围，并由 $I = \frac{\mathcal{J}^{(2)} \hbar \omega}{h^2} \approx \frac{\mathcal{J}^{(2)} E_\gamma}{h^2 \cdot 2}$ 估算该脊结构的自旋范围。实验上，超形变 γ 跃迁的确在 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱中表现为高转动惯量（很窄而稳定的谷宽）的尖锐清晰的脊结构^{[18][23]}。图4表示 $^{96}\text{S} + ^{98}\text{Mo}$ 反应的 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联谱中，垂直于对角线（ $E_{\gamma 1} = E_{\gamma 2}$ ）的剖面图。脊结构给出 $\mathcal{J}^{(2)} \approx 59\hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ ，相应于 $\epsilon_2 \sim 0.4$ 的超形变值。人们一直认为该超形变脊结构来自 ^{130}Ce (4n道)。然而，使用相同反应的分立 γ 符合实验证明，该超形变脊结构来自 ^{131}Ce (3n道)^{[26][27]}。 ^{130}Ce 超形变带至今尚未确认，仅得强度上限 $\lesssim 1\%$ 。具有相似谷宽的脊结构可能来自多个具有相近 $\mathcal{J}^{(2)}$ 的转动带，这是 $E_\gamma - E_\gamma$ 关联测量的缺点之一。

分立 γ 的 γ -反冲核， γ - γ ， γ - γ -反冲核，或 γ - γ - γ 符合测量可以获得分立 γ 跃迁超形变带，可以以较高的分辨测量 γ 跃迁的能量（在 $E_\gamma \lesssim 900\text{KeV}$ 区，误差 $\lesssim 0.5\text{KeV}$ ，在更高 E_γ 区，误差 $\lesssim 1\text{KeV}$ ，视统计而定），从而以较高的精确度获得 $\mathcal{J}^{(2)}$ 值。可以给出质量指定，建立超形变带能级图，并进行超形变态的能级寿命测量等以及相对强度测量等。

2. 超形变实验研究中的在束 γ 探测装置

由于核反应中多出射道的竞争， γ 探测中的康普顿散射和连续 γ 形成的本底以及各余核具有的多个 γ 退激能带，使在束 γ 谱相当复杂。超形变带，特别是最高自旋区的超形变 γ 跃迁强度很低（参见图8），超形变结构，特别是分立 γ 超形变带的发现、确认和指定，以及超形变 γ 跃迁能量（或脊结构谷宽）和

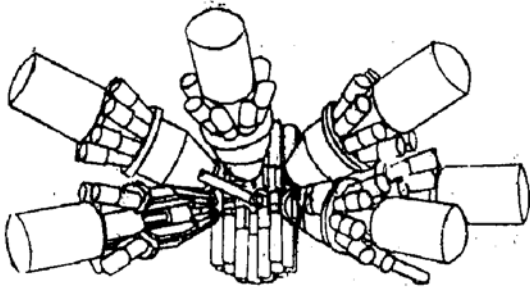


图5. 英国Daresbury实验室NSF的在束 γ 探测装置TESSA3, 由12—16个BGO康普顿抑制Ge探测器和50个BGO六棱柱单元的总能/多重性滤波器组成。

相对强度的准确测定十分困难。为了突出所需反应道, 并大大压低康普顿本底, 提高全能峰计数所占比值和获得尽可能高的数据统计, 在超形变的实验研究中使用具有高能量分辨, 高的峰总比(高的全能峰-全能峰符合效率)和高的探测效率的在束探测系统, 并进行反应道选择, 具有特殊重要的意义。

目前, 世界上高自旋核结构实验研究中主要的在束 γ 探测系统有: TESSA3, TESSA2, POLYTESSA和ESSA30(英国Daresbury)^[31]; HERA(美国, Berkeley 21个BGO康普顿抑制Ge+44个BGO单元组成的晶体球); 8π 谱仪(加拿大, 20个BGO康普顿抑制Ge+72个BGO单元晶体球); Spin Spectrometer(美国, Oak Ridge, 原为72个BGO单元的晶体球, 现已在其中使用18个BGO康普顿抑制Ge探测器)以及8个BGO康普顿抑制Ge探测器的Argonne Array等。其中, TESSA是最先发展的、将康普顿抑制的高分辨N型Ge探测器(抗中子辐照损伤)系统和总能/多重性滤波器系统相结合的最典型、最成功的探测装置之一(图5)。TESSA3有12—16个BGO康普顿抑制Ge探头, γ - γ (γ - γ - γ)符合中的峰总比由无抑制时的3.2%(0.6)提高到35%(20.5%)。其总能/多重性滤波器由50个BGO单元组成, 体积紧凑, 接近 4π 立体角, 可用作反应道和高自旋态(高多重性)选

择, 在超形变研究中发挥了重要作用。在 E_γ - E_γ 关联测量中, TESSA2和TESSA3可以清楚地突出转动脊结构, 而峰总比低的装置只能在扣除非能量关联本底(康普顿-全能峰和康普顿-康普顿事件)和其它非关联本底后, 脊结构才得以显示, 但扣除本底却破坏了强度信息。

在分立 γ 超形变带寻找中多次使用的POLYTESSA和ESSA30探测系统分别由20和30个BGO反康Ge探头组成^[31], 能以很高的计数率获取 γ - γ , 特别是 γ - γ - γ 符合事件, 确保了超形变观测中所需的数据统计。POLYTESSA和反冲分离器连用, 后者提供质量鉴别。ESSA30中, Ge探测器前表面距靶18.2cm, 这是权衡立体角和防止探头立体角上的多普勒展宽和堆积效应的一种合理选择。TESSA, POLYTESSA和ESSA30的电子学线路配置中, 除了使用标准康普顿抑制反符合及反堆积电子学安排外, 还对Ge信号进行过零定时, 用该过零信号与反符合后的Ge信号符合, 以去除慢上升时间和形状畸变的能量信号, 这是上述探测系统能获得高质量 γ - γ 符合数据的又一原因。

三、高自旋超形变核的形变值, 其理论计算和实验测定

高自旋超形变核的形变理论值是由Cranked-Strutinsky模型计算给出的(例如, 文献[15], 参见图2)。在Cranked-Strutinsky位能面计算中, 不但可以得到超形变第二极小出现的自旋范围, 而且可以得到形变值。位能面计算表明, 超形变值在很大的自旋值范围内相当稳定。J. Dudek的位能面计算还给出, 由于 $Z=58$ 强质子壳隙的存在, 在 $I \geq 50\hbar$ 角动量范围, 位能面上除第二极小外, 还将出现一个形变参数高达 $\beta \sim 0.7$ 的超超形变极小^[32]。这个有趣的理论预言尚须实

验证明。然而，在这样高的自旋区，实验上很难达到可观测的数据统计极限。

需要强调指出的是，实验上测得高的动力学转动惯量 $\mathcal{H}^{(2)}$ 并不是出现超形变的充分条件。因为具有很强相互作用强度的带交叉也可能产生很大的 $\mathcal{H}^{(2)}$ 值。此外，由 $\mathcal{H}^{(2)}$ 值推算出形变参数需要作出刚体转动这一假定，因而由 $\mathcal{H}^{(2)}$ 推算的形变值并不总是可靠的。

实验测量超形变态平均寿命是测定超形变大小的可靠方法^{[21][22]}。平均寿命 τ 通过下式与约化四极跃迁几率 $B(E2)$ 相联系

$$\tau = \frac{8.161 \times 10^{-10}}{E_\gamma^5 B(E2)} \quad (3.1)$$

对于轴对称的转动核，有

$$Q_0^2 = \frac{16\pi}{5e^2} \frac{B(E2)}{\langle IK20 | I - aK20 \rangle^2} \approx \quad (I \gg K)$$

$$\frac{16\pi}{5e^2} B(E2) \cdot \frac{8}{3} \quad (3.2)$$

而四极矩 Q_0 又与四极形变参数 β 有如下关系

$$Q_0 = \frac{3ZR^2\beta}{\sqrt{5\pi}} \left(1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta\right), \quad (R = 1.16A^{1/3}) \quad (3.3)$$

根据式3.1—3.3，即可由超形变态平均寿命 τ 的测定而得出 β 。而Nilsson势使用的四极形变参数 ϵ_2 和Woods—Saxon势使用的四极形变参数 β 的关系为

$$\epsilon_2 = 3/4 \sqrt{5/\pi} \beta - 15/16\pi\beta^2 + 15/64\pi \sqrt{5/\pi} \beta^3 - \dots \quad (\text{轴对称}) \quad (3.4)$$

因为超形变态的平均寿命 τ 小于100fs，通常使用DSAM方法（适用于 $10^{-14}\text{S} < \tau < 10^{-11}\text{S}$ ）测定平均寿命 τ ，以给出四极矩 Q_0 ，并得到形变值 β 。该方法的核心是在使用厚靶的情况下测量 γ 射线能量的多普勒位移。实验测得平均反冲速度 $\langle V/C \cos\theta \rangle$ （对于各态退激的值）后，用使用不同的 Q_0 值得到的多普勒位移计算值进行拟合（假定形变值在带内保持不变），即可确定 Q_0 值，并进而由式3.3得出形变参数 β ^{[21][22]}。对¹³²Ce超形变

带的DSAM平均寿命测量给出 $Q_0 = 8.8\text{eb}$ ，得 $\beta \approx 0.51$ ($\epsilon_2 \approx 0.4$)，相应于轴长比为 $\sim 3:2$ 的长椭球形变，与 $\epsilon_2 = 0.38$ 的理论值很好符合^[22]。对于轻稀土区发现的其它几个超形变核，由于尚未进行平均寿命测量，是根据同¹³²Ce超形变带的相似性和系统性，类推出形变值的^{[25][26]}。¹⁵²Dy超形变态DSAM寿命测量给出 $Q_0 = 19 \pm 3\text{eb}$ ，得 $B(E2) = 2660\text{W.u.}$ ，比稀土区 $\epsilon_2 = 0.2$ 的 $Q_0 = 5\text{eb}$ 高得多^[21]。

在未进行平均寿命测量的情况下，可以由 $\mathcal{H}^{(2)}$ 值对形变进行估算：

对于轴对称椭球刚体转动

$$\mathcal{H}^{(2)} = \mathcal{H}_{rig} \quad (3.5)$$

\mathcal{H}_{rig} 为轴对称椭球刚体转动惯量，且有

$$\mathcal{H}_{rig}/\mathcal{H}_0 = [1 + (c/a)^2]/2(c/a)^{2/3} \quad (3.6)$$

这里 $\mathcal{H}_0 = 0.0139A^{5/3}\hbar^2\text{MeV}^{-1}$ 为同体积球形刚体转动惯量。根据形变参数 β 的定义，还可由轴长比 c/a 解出 β 值（Nucl. Data Tables A7 (1970) 495）。

参考文献

1. S. M. Polikanov et al., Soviet Phys. JETP 15(1962)1016
V. Metag et al., Phys. Lett. C65(1980)1
2. W. M. Strutinsky Sov. J. Nucl. Phys. 3(1966)449
Nucl. Phys. A122(1968)1
3. W. D. Myers et al., Nucl. Phys. 81 (1966) 1
4. G. G. Bunatian et al., Nucl. Phys. A188 (1972) 225
5. S. G. Nilsson et al., Nucl. Phys. A131 (1969) 1
6. V. Metag et al., Phys. Lett. C65 (1980)1
7. E. Migneco et al., Nucl. Phys. A112 (1968) 603
8. V. Metag et al., Nucl. Phys. A282 (1977) 77

9. R. Bengtsson et al., Phys. Lett. 57B (1975) 301
K. Neergord et al., Phys. Lett. 59B (1975) 218; Nucl. Phys. A262 (1976) 61
10. I. Ragnarsson et al., Nucl. Phys. A 347 (1980) 287
Phys. Lett. B 180 (1986) 191
11. T. Bengtsson et al., Phys. Scr. 24 (1981) 200
12. J. Dudek et al., Phys. Rev. C 31 (1985) 298
13. S. Aberg in Proceedings of the 25th International winter Meeting on Nucl Phys. Bormio, Italy, 1987, (to be published)
14. S. Aberg Phys Scr. 25 (1982) 23
15. T. Bengtsson et al., Nucl. Phys, A436 (1985) 14
16. D. J. G. Love
17. R. Wyss Preprint Lund-MPh-87/16
18. P. J. Twin et al., Phys. Rev. Lett 55 (1985) 1380
B. M. Nyako et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 507
19. P. J. Nolan et al., J. Phys. G11(1985) L17
20. P. J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 811
21. M. A. Bentley et al., Phys. Rev. Lett 59(1987)2141
22. A. Kirwan et al., Phys. Rev. Lett. 58 (1987) 467
23. G. Hebbinghaus et al., Phys. Rev. Lett. 59(1987)2024
B. Haas et al., Phys. Rev. Lett 60 (1988) 503
24. E. M. Beck et al., Phys. Rev Lett. 58 (1987) 2182

(未完待续)