

JAERI-Conf  
95-004



「第2回原研タンデムブースターによる  
核分光国内共同実験」研究会  
報告集  
1994年7月25～26日 東海村

1995年3月

〔編〕 大島真澄・森川恒安・初川雄一  
石井哲朗・木寺正憲・池添 博

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の問合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Division, Department of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokaimura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1995

編集兼発行 日本原子力研究所  
印 刷 いばらき印刷㈱

「第2回原研タンデムブースターによる核分光国内共同実験」研究会報告集

1994年7月25～26日 東海村

日本原子力研究所先端基礎研究センター

〔編〕大島 真澄・森川 恒安・初川 雄一・石井 哲朗

木寺 正憲・池添 博

(1995年2月8日受理)

原研タンデムブースター加速器の建設は順調に進み平成7年度4月より実験開始の予定です。原研タンデム施設は後段ブースター加速器の完成により低エネルギー領域で国内最大規模の重イオン施設になります。このブースター加速器の完成を機に現在国内にある手持ちのガンマ線分析器を持ち寄って小型クリスタルボール(多重ガンマ線検出器アレイ)を建設し、核分光共同実験を行うことが昨年のRCNP研究会において提案され、全国の核構造研究者の賛同を得ました。現在着々とその準備が進められつつあります。この共同実験を成功させるために1993年11月に『第1回タンデムブースターによる核分光国内共同実験』ワークショップを行い、共同実験で行うべき実験テーマの検討を行いました。その第2回研究会が1994年7月25、26日の両日、原研東海研究所において開催されました。所内から約20名、所外の各大学や研究所から約35名の実験および理論の研究者が参加して共同実験テーマについて活発な討論を行いました。

研究会の2日目においては、理化学研究所所有馬朗人理事長に御参加いただき、共同実験に対する積極的な支持とSuperdeformationに関するご講演を頂きましたことは我々共同実験を推進するものにとって非常な励みになりました。また飯泉、鹿園理事にもご出席いただき、原研の協力研究のあり方についても議論されました。また、引き続きセッションにおいて上記共同実験を含む国内共同実験を推進するための体制が議論され、推進母体として「クリスタルボールによる核分光研究連絡会議」を、また共同実験を運営するために「核分光共同実験運営委員会」を発足させました。

以上のように高価な検出器を持ち寄ってまでも核分光実験を行いたいという我々高スピン核物理研究者の熱意が評価されて、原研において本格的クリスタルボールの建設計画の検討が開始されました。最後のセッションにおいては上に述べた現在計画と同時に、この将来計画でのクリスタルボールの具体的デザイン・ビームラインについても検討を行いました。

---

本研究会の世話人は大島真澄、森川恒安、初川雄一、石井哲朗、木寺正憲が担当した。

東海研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方字白根2-4

+ アイソトープ部

Proceedings of the Second Symposium on Joint Spectroscopy Experiments Utilizing  
JAERI Tandem-Booster Accelerator  
July 25~26, 1994, Tokai, Japan

(Eds.) Masumi OSHIMA, Tsuneyasu MORIKAWA, Yuichi HATSUKAWA<sup>+</sup>  
Tetsuro ISHII, Masanori KIDERA and Hiroshi IKEZOE

Advanced Science Research Center  
Japan Atomic Energy Research Institute  
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received February 8, 1995)

The JAERI Tandem-booster accelerator is in the final stage of construction and will soon be ready for experiments starting this spring. The accelerator achieves the energy of all stable ions exceeding the Coulomb barrier against all stable target nuclei. This powerful beam is well suited for low-energy nuclear physics, especially for in-beam spectroscopic studies. Thus we intend to make joint spectroscopy experiments in the field of in-beam  $\gamma$ -ray spectroscopy by collecting all the available anti-Compton spectrometers in Japan. This program will start in this coming summer for the period of three months.

In order to discuss the experiments to be done in this joint program, the second symposium on Joint Spectroscopy Experiments Utilizing JAERI Tandem-Booster Accelerator was held at Tokai Research Establishment of JAERI, following the first symposium on November 15, 1993. Approximately fifty five researchers from universities and from JAERI have attended and discussed actively experimental proposals made by the experimentalists and theoreticians. This proceedings accumulate the reports presented at the symposium.

Keywords: Symposium Proceedings, Tandem-booster Accelerator, Heavy Ion, High Spin,  $\gamma$ -ray Spectroscopy, Crystal Ball

---

<sup>+</sup> Department of Radioisotopes

## 目 次

1. タンデム加速器ブースターと反跳生成核分離装置 .....	1
池添 博 (原研)	
2. 高スピン領域での準位統計 .....	6
松尾 正之 (基研)	
3. 超変形核における回転運動の減衰 .....	10
吉田 光次 (京都大理)	
4. 超変形状態の話題 .....	15
清水 良文 (九州大理)	
5. 殻構造の形成機構とエキゾチックな核変形の可能性 .....	19
在田 謙一郎 (京都大理)	
6. 超変形回転バンド <sup>152</sup> Dyにおける集団励起モード .....	24
中務 孝 (RCNP)	
7. 重核巨大変形状態の核分光 .....	27
森川 恒安 (原研)	
8. <sup>174</sup> Hf-核異性体ビームによるK核異性体のクーロン励起 .....	29
森川 恒安 (原研)	
9. <sup>100</sup> Snをめざしたガンマ線スペクトロスコープ .....	32
小川 雅生 (東工大総合理工)	
10. 核異性体 .....	36
郷農 靖之 (九州大理)	
11. 異形状共存現象の微視的理解 .....	38
岩沢 和男 (核研)	
12. 深部非弾性散乱を用いたインビームγ線核分光 .....	39
石井 哲朗 (原研)	
13. 核分裂片のγ線核分光 .....	40
初川 雄一 (原研)	
14. 筑波大グループの実験プランとその物理 .....	43
古野 興平 (筑波大物理学系)	
15. <sup>128</sup> Laのスピン決定 .....	44
早川 岳人 (筑波大物理学系)	
16. IBM-3のZ~N~40核への応用 .....	49
杉田 道昭 (原研)	

17. Gd変形核における $\gamma$ - $\gamma$ -phonon $K = 4^+$ Band .....	53
菅原 昌彦 (千葉工業大自然科学)	
18. $^{146, 148}\text{Gd}$ の八重極2フォノン状態 .....	56
高田 健次郎 (九州大理)	
19. $\gamma$ 不安定な原子核の多フォノン構造 .....	59
大塚 孝治 (東京大理)	
20. 変形核のE2行列要素間に関する新しい知見 .....	65
金 佳恵 (東京大理)	
21. 重核の振動状態 .....	70
大島 真澄 (原研)	
22. TSUKUBA GAMMABALLによる $X^0$ の探索 .....	76
坂井 光夫 (核研)	
23. ヨーロッパにおけるクリスタルボール事情 .....	79
岸田 隆 (理研)	
24. クリスタルボールのデザインについて .....	82
菅原 昌彦 (千葉工業大自然科学)	
25. データ収集系について .....	85
小松原 哲郎 (筑波大物理学系)	
26. 反応残留核種同定のための蒸発粒子多重度測定装置 .....	89
向 淳子 (筑波大物理学系)	
27. クリスタルボールを用いたクーロン励起実験用チェンバーについて .....	94
草刈 英栄 (千葉大教育)	
28. クリスタルボール用多重電子線検出器の開発 .....	98
木寺 正憲 (九州大理/原研)	
29. クリスタルボールの窒素補給系 .....	101
森川 恒安 (原研)	
付録 研究会プログラム .....	102

## Contents

1. Tandem Booster and Recoil Mass Separator at JAERI .....	1
H. Ikezoe	
2. Statistical Properties of High-spin States .....	6
M. Matsuo	
3. Rotational Damping in Superdeformed Nuclei .....	10
K. Yoshida	
4. Physics of Superdeformed Nuclei .....	15
Y.R. Shimizu	
5. Formation of Shell Structure and Possibility of Nuclear Exotic Shapes .....	19
K. Arita	
6. Collective Modes of Excitation in Superdeformed Bands .....	24
T. Nakatsukasa	
7. Spectroscopy of Heavy Nuclei .....	27
T. Morikawa	
8. First Observation of K-isomer COULEX with $^{174}\text{Hf}$ -isomer Beam .....	29
T. Morikawa	
9. $\gamma$ -ray Spectroscopy Toward $^{100}\text{Sn}$ .....	32
M. Ogawa	
10. Nuclear Isomerism .....	36
Y. Gono	
11. Microscopic Analysis of Shape Coexistence Phenomena .....	38
K. Iwasawa	
12. $\gamma$ -ray Spectroscopy by Means of Deep Inelastic Scattering .....	39
T. Ishii	
13. $\gamma$ -ray Spectroscopy of Fission Fragments .....	40
Y. Hatsukawa	
14. Experimental Proposal and Its Physics of Tsukuba Group .....	43
K. Furuno	
15. Low Spin States of $^{128}\text{La}$ .....	44
T. Hayakawa	
16. Applications of IBM-3 to the $Z\sim N\sim 40$ Nuclei .....	49
M. Sugita	

17. $\gamma$ $\gamma$ -phonon $K=4^+$ Band in Deformed Gd Isotopes .....	53
M. Sugawara	
18. Two-octupole-phonon States in $^{146, 148}\text{Gd}$ .....	56
K. Takada	
19. Multiphonon Structure of $\gamma$ -Unstable or $O(6)$ Nuclei .....	59
T. Otsuka	
20. A Novel Relation between E2 Matrix Elements of Deformed Nuclei .....	65
K.H. Kim	
21. Study of Vibrational State in Heavy Nuclei .....	70
M. Oshima	
22. Search for $X^0$ with TSUKUBA GAMMABALL .....	76
M. Sakai	
23. Crystal Balls in Europe .....	79
T. Kishida	
24. Design of the Crystal Ball .....	82
M. Sugawara	
25. Data Acquisition System .....	85
T. Komatsubara	
26. Multiplicity Filter of Evaporated Particles for Identification of Residual Nuclide .....	89
J. Mukai	
27. Scattering Chamber for Coulomb Excitation Experiment with Crystal Ball .....	94
H. Kusakari	
28. Development of Multi-detector System for Conversion Electron .....	98
M. Kidera	
29. Liquid $\text{N}_2$ Filling System for Crystal Ball .....	101
T. Morikawa	
Appendix Symposium Program .....	102



# 1. タンデム加速器ブースターと反跳生成核分離装置

原研 池添 博

原研では現在あるタンデム加速器のビームエネルギーを高める目的でブースター加速器を建設中である。またブースターでの実験装置として反跳生成核分離装置とクリスタルボールを制作中である。この報告では原研タンデム加速器ブースターの概略と反跳生成核分離装置について述べる。

## 1. 原研タンデム加速器ブースター

原研タンデム加速器は1982年に実験に使用されはじめてから核物理や核化学のみならず、原子分子物理や固体物理の研究さらに中性子物理の研究に使われてきた。そのうち核物理と核化学分野に使用される割合は50~60%である。イオン源で負イオンを作って加速するため、希ガスを除きほとんどすべての元素がタンデム加速器で加速可能である。またビームエミッタンスがよく標的上でシャープで小さなビームスポットが得られる。静電加速器であるためビームエネルギーの変更が容易である。このような優れたタンデム加速器の特性を損なうことなくビームエネルギーを高めるために、超電導リニアックがタンデムのブースター加速器として採用された。

超電導リニアックは1/4波長型高周波加速空洞40台から構成されている。その構成ユニットを図1に示す。中心電極はニオブで出来ており、空洞の表面は銅にニオブを張り付けたものである。周波数は129.8MHzで最適加速速度 $\beta$ は0.1である。従って、ビーム加速は各高周波空洞ごとに高周波の位相を調節して行う。1988年から高周波空洞の製作をはじめ、それと平行して、タンデム棟第1重イオンターゲット室の直線ビームコースを延長し、新建家を建設した。1992年から新建家への据えつけがはじまり、1993年に初のビーム加速テストに成功した。現在はビーム種毎の加速テストを行っており、1995年4月から実験に使用される。期待されるビームエネルギーを図2に示す。この図は加速電場として5MV/mを仮定しているが、実際に得られている加速電場は5~8MV/m(4W高周波入力)であり、当初の目標を十分達している。

## 2. 反跳生成核分離装置の概要

反跳生成核分離装置は重元素領域 ( $Z > 100$ ) の新アイソトープ合成や  $^{100}\text{Sn}$  近辺の新アイソトープの合成を目指している。近年 107 から 109 番元素が GSI で合成され、超重元素領域に少しずつ近づきつつある。また 106 番元素の新アイソトープ 265 と 266 がドゥブナで合成され、マジック中性子数 162 に手が届きそうになってきた。超重元素 114 番を合成する試みはことごとく失敗したが、この領域には多くの未知アイソトープがあり、これらを合成してその崩壊様式や核構造を調べることによって、新マジック数や安定性に関する理論計算の検証が可能になる。 $^{100}\text{Sn}$  はダブルマジック核として注目されていたが、今年フランスとドイツでほぼ同時に合成された。しかしその詳しい崩壊様式や核構造の研究はこれからである。

これらの他に、反跳生成核分離装置はガンマ線検出器と組み合わせて、安定領域から離れた原子核の核分光にも利用できる。これは高い精度で微量の未知原子核を分離出来るからである。このほかにも分離した RI をビームとして利用することも原理的には可能である。

反跳生成核分離装置の概略を図 3 に示す。2 極電磁石、4 極電磁石 4 台、8 極電磁石、2 極電場から構成されている。これらは 2 極電磁石を中心にして左右対称形に配置されている。最初の 4 極電磁石は立体角をかせぐためと後の 2 極電磁石の位置で y 方向 (垂直方向) をクロスさせるためである。最初の電場でビームと反応生成物の分離を行う。このときビームが陽極に当たって出すバックグラウンドを避けるために、陽極を y 方向に 10 mm 離して 2 分割してある。これによって生じる電場の乱れは陽極にシムをつけて補正してある。この電場の補正によって、陽極面から 1.8 cm 以上離れたところで電場の不均一性が  $2.5 \times 10^{-3}$  以下になっている。従って、陽極から 1.8 cm 以内は反応生成物が通過しないように、電極間隔を 12 cm とした。

電場によるエネルギー分散を打ち消すために 2 極電磁石の向きを逆にしてある。これによって質量分散が生じる。最後の電場は 2 極電磁石とともにエネルギー分散を消している。最後の 4 極電磁石は焦点面の位置を決めることと、質量分散を可変にする役目を担っている。このとき質量分散の直線性が悪くなるので、8 極電磁石で補正した。この装置の期待される性能を表 1 に示した。

装置全体は  $-10^\circ$  から  $+45^\circ$  まで回転でき、同時に標的から最初の 4 極電磁石までの距離を 15 cm から 80 cm まで移動できるようにした。これは標的のまわりにガンマ線検出器類が置けるスペースを確保するためである。このため回転台車は 2 重構造になっている。標的真空槽は自由に取り外せる構造になって

いるため、ユーザーが適切なチャンバーをつけられる。また、焦点で粒子を検出する仕方は実験の種類に依存するため、標準的なものは準備されていない。現在、重元素測定用に荷電粒子測定用半導体検出器を設置する準備を進めている。

### 3. まとめ

原研タンデム加速器ブースターは低エネルギー重イオン加速器として世界的にも優れた加速器である。この加速器をフルに活用するためには、ユーザーである所内外の研究者が自由に実験に参加できる環境でなければならない。またそれと同時に、テーマを選んで集中的に実験をすることも大切であろう。限られたビームラインの内、反跳生成核分離装置のコースと核分光の国内共同実験コースが現在整備中である。これらの装置を使って行う実験に興味をお持ちの方の積極的な参加（建設の段階から）を期待している。

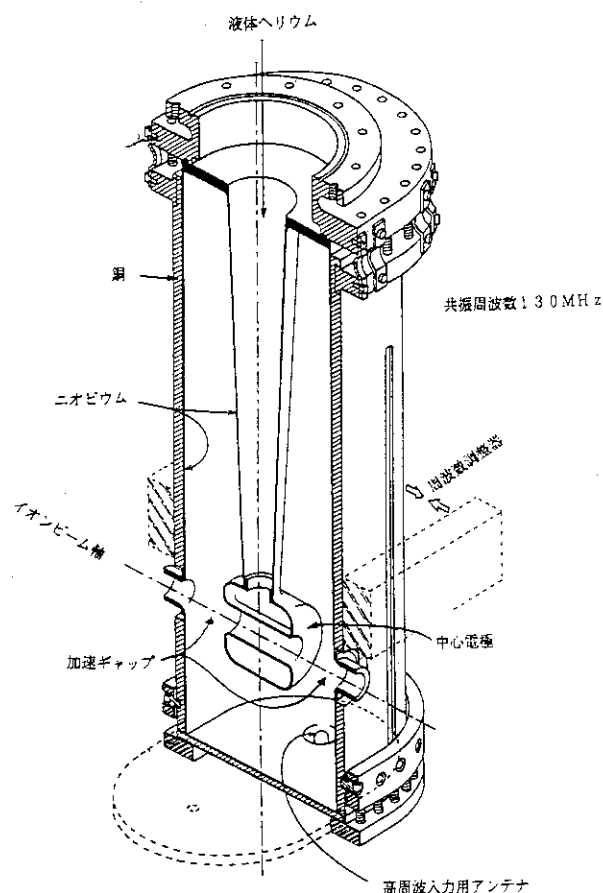


図1 1/4波長型超電導空洞の断面図

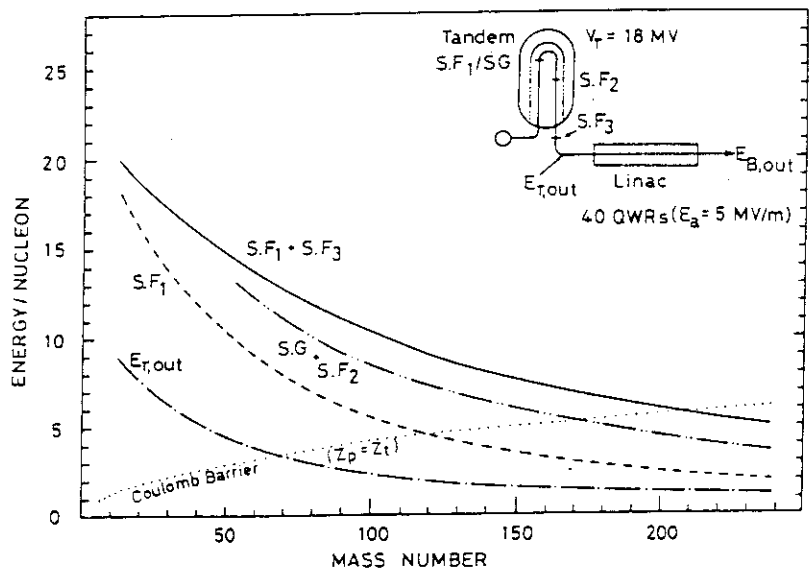


図2 原研タンデム加速器ブースターで得られる加速エネルギー。  
 $S.F_1$ ,  $S.F_2$ ,  $S.F_3$ は荷電変換用炭素薄膜の位置を示す。  
 $S.G$ は端子部に設置した荷電変換用ガスを示す。

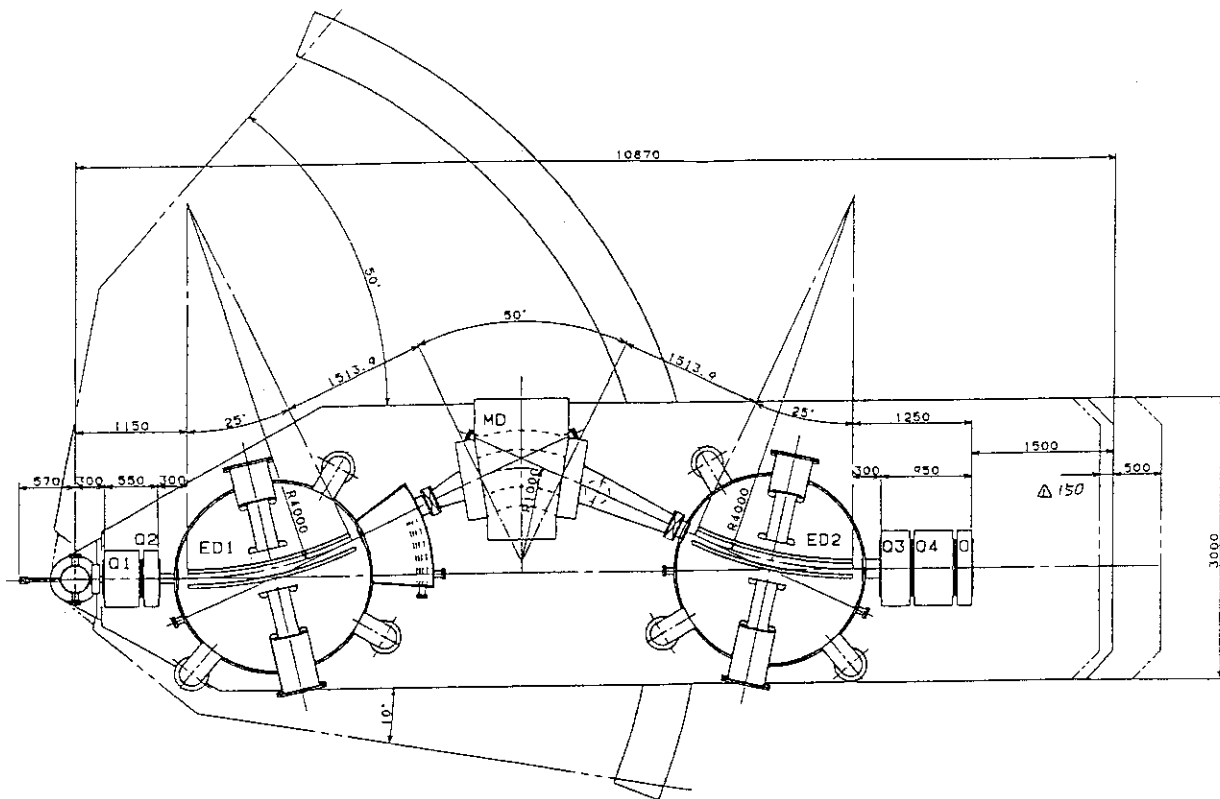


図3 反跳生成核分離装置の概略図

第 1 表 反跳生成核分離装置の性能

磁石構成	Q Q E M E Q Q O
立体角	可変 7 ~ 15 msr
横倍率	1.66
縦倍率	1.17
質量範囲 ( $m/q$ )	$\pm 4\%$
質量分散	可変 0.5 ~ 1.5 cm/%
質量分解能 ( $A/\Delta A$ )	300以上
エネルギー範囲	$\pm 12\%$
最大電界	50KV/cm
電極半径	4 m
最大磁場	10KG
磁場半径	1 m
回転角度	-10度 ~ +45度
全長	9.3 m

反跳生成核分離装置は図3に示したように、標的真空槽と各種電磁石から構成されている。ここでQ：4極電磁石、E：高電界発生装置、M：2極電磁石、O：8極電磁石、 $q$ ：粒子の電荷量、 $m$ ：粒子の質量、 $A$ ：粒子の質量数、 $\Delta A$ ：質量数の測定精度。

## 2. 高スピン領域での準位統計

京大基研 松尾 正之

原子核の励起エネルギーが数 MeV 以上になると、乱雑行列理論で記述されるようないわゆる複合核状態となると考えられている。すなわち、「カオス状態」になっている。では、基底状態あるいはイラスト付近ではどうなのであろうか。カオスとは逆の「規則状態」になっているのであろうか？ そうだとすると、励起エネルギーに増加に伴い「規則状態」から「カオス状態」への転移が起きるはずだが、その様子はどのようなものであろうか？ 最近、このような観点から、基底状態/イラスト近傍の原子核の励起スペクトル（理論モデル、実験データともに）に対して、多くの統計的分析が行なわれている。

重イオン融合反応によって生成する高スピン複合核状態の崩壊パスは、スピン 30 程度以上ではイラストから 1-2,3MeV、スピン 30 程度以下では 1MeV 以下の励起エネルギー領域を経由するから、「規則-カオス転移」を解明するための格好の情報を提供してくれるはずである。実際、既存データの解析から、スピン 30 程度以下の高スピンイラストの近傍では、ポアソン分布に近い準位間隔分布が（すなわちこの領域の原子核は規則状態に近いこと）が見い出されている [1]。さらに、いわゆる「次世代ガンマ線検出器」によって、同定されるレベルスキームが飛躍的に拡張されるようになると、より高スピン、より高励起エネルギー領域での研究が可能になると期待される。

ここでは、理論モデルではどのようなことが予想されるか、実験に先だって考察する。この理論モデル [2,3] はクランキング模型に二体残留相互作用 (SDI) を採り入れたものであるが、その詳細についてはここでは割愛し、かわりに、得られる励起準位の一例を図 1 に掲げる。

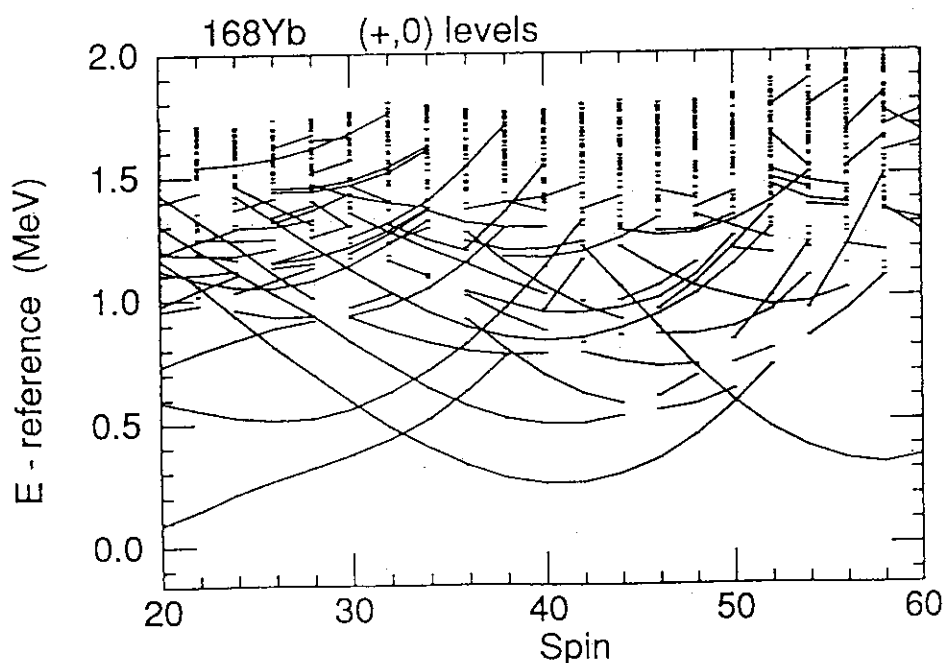


図 1: 拡張されたクランキング模型による  $^{168}\text{Yb}$  の (+,0) 励起状態。小さな横線が準位を表す。準位を結ぶ実線は強い E2 遷移強度（全強度の  $\sqrt{2}$  以上）の存在、すなわち回転バンド構造をあらわす。

準位間隔の統計分析を行なうためには、多数の準位（サンプル）が必要である。ここでは、 $A \sim 170$  の 30 個の even-even 核、odd-A 核について計算し、スピン  $I = 30 - 50$  の準位を対象とした。準位間隔の励起エネルギー依存性を補正してノーマライズしたのち、準位間隔の統計分布をとる。同じパリティ、スピン量子数をもつ準位間隔を分析する。準位間隔分布が、Wigner 型であれば「カオスの」、ポアソン型であれば「規則的」とするが、中間的な状況を定量的に表すために、Brody 分布

$$P_{\omega}(s) = A s^{\omega} \exp -\alpha s^{1+\omega}$$

でフィットする ( $A, \alpha$  は規格化で決まっている)。 $\omega = 1$  が Wigner 分布 (カオス)、 $\omega = 0$  がポアソン分布 (規則) に対応する。

図 2 は、イラストから励起エネルギー 1.5 MeV 以下の準位に関して、Brody パラメータのエネルギー依存性を示したものである。励起エネルギーが小さくなるに従い Brody パラメータが減少してくることから、励起エネルギー 2 MeV では「カオス」であった状況が [2]、イラストに近づくにつれて変化し、次第に「規則性」が増加してくることを示している。イラスト近傍では  $\omega \sim 0.3$  であるが、これは Poisson 分布にかなり近い。すなわちイラスト近傍は「規則的」であるといえる。既存データの分析 [1] はより低スピンの領域であったが、おなじように Poisson 的になっている。ここでの結果は、イラスト近傍ではスピンによらず「規則的」であることを示唆するものである。イラスト近傍では回転バンド間の相互作用は弱く、異なる回転バンドの準位エネルギー間に相関はない、という自然な描像で説明できる。励起エネルギーが上がれば、準位密度の増加にもなって相対的に相互作用の効果が大きくなり、「カオス性」が徐々に増加する。

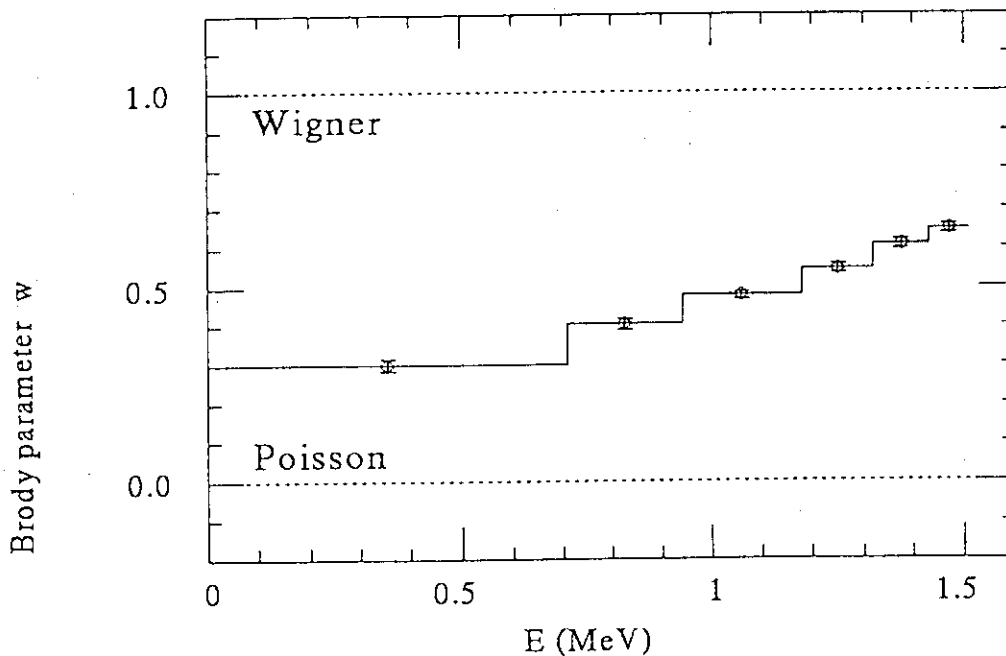


図 2: Brody パラメータの励起エネルギー依存性。各パリティ、スピン毎に準位をビンに区切り (1-5, 6-10, 11-20, 21-30, 31-40, 41-50 番の準位) 統計分布をとった。横軸は各ビンの近似的な励起エネルギー (イラストから測って)。

イラスト近傍をもっと細かく見たのが図3である。これは  $n$  番目の準位 (バンド) を下端とする準位間隔の分布を  $n$  毎に表したものである。 $n=1$  は、イラスト準位をあらわす。大局的な傾向としては、図2で考察したと同じく、Brody パラメータの減少がみられるが、 $n=1$ 、すなわちイラスト最近接の準位間隔は、この傾向から逸脱している、という一見奇妙な振舞いが見い出される。これは、上に述べた自然な描像からは予想し得ない。

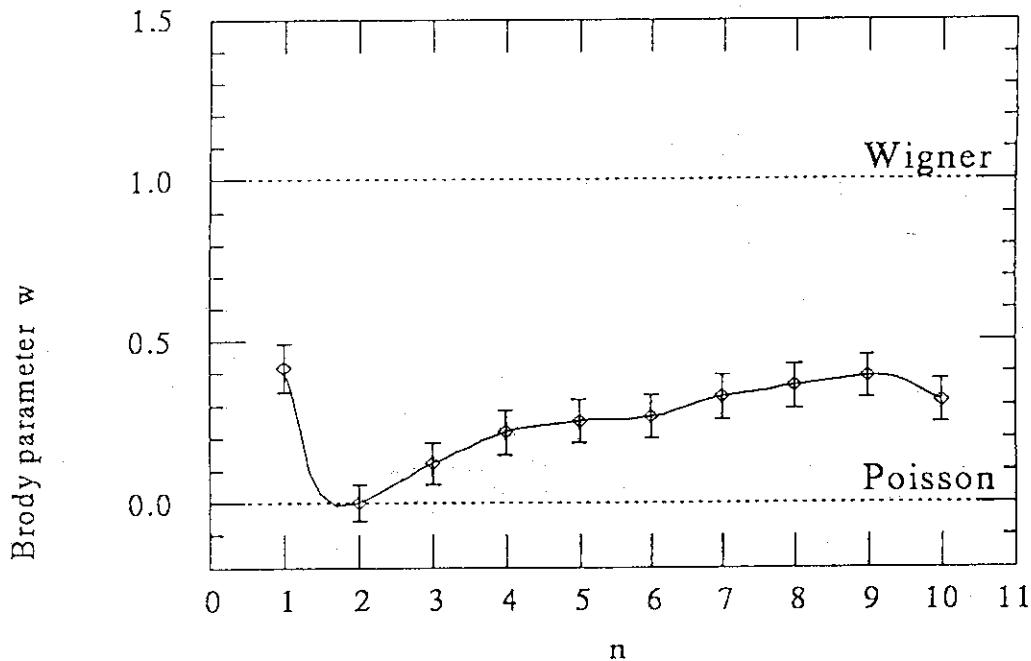


図3: イラスト近傍での Brody パラメータの振舞い。イラストから  $n$  番目の準位を下端とする準位間隔の統計分布を表す。

最初の準位間隔の異常性には、次のような機構が関与している。残留相互作用の影響が小さいイラスト近傍では、励起状態は多くの場合、イラスト配位に対して  $1p1h$  の配位をもっている。したがって、この準位間隔は、クランキング一粒子軌道の準位間隔に近似的に帰着できる。では、クランキング一粒子軌道はどのような性質をもっているのでしょうか。これを示したのが、図4、5である。イラストからの最低  $1p1h$  励起に対応する、一粒子軌道の準位間隔の統計分布 (図4) は、Wigner 分布に似たプロファイルをもっている (200keV 以下にほとんど分布がないことに注目)。これは、同じ量子数をもつ一粒子軌道が縮退することがほとんどないことを示しているが、実際、この観点からクランキング一粒子軌道をながめてみると (図5)、縮退する場合はごくまれで、どちらかといえば等間隔分布に似ていることがわかる。すなわち、イラスト最近接  $n=1$  の準位間隔は、他の準位間隔とは異なり、クランキング一粒子軌道の性質を反映した、特別の性質を示す可能性があるのである。この性質が現実の原子核でも見い出すことができるかどうか、興味ある課題である。



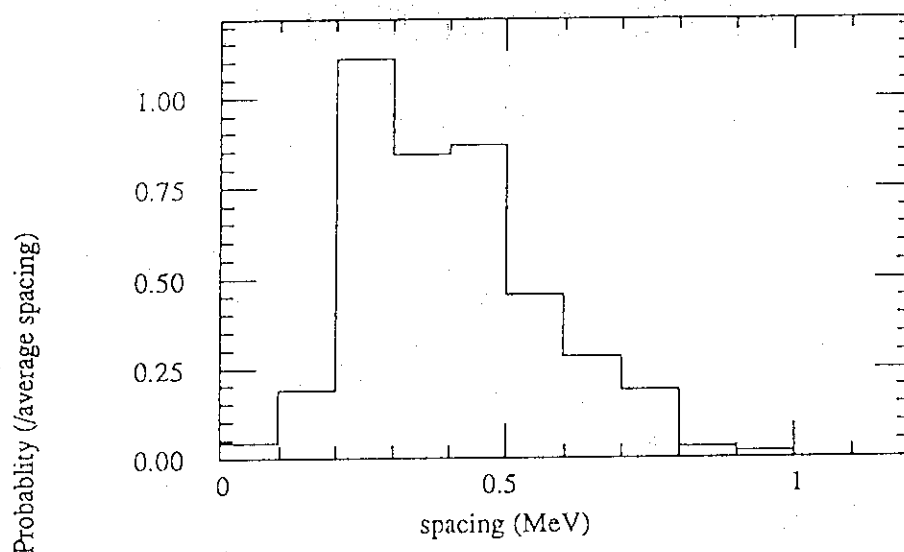


図4: イラストからの最低 1p1h 励起に対応する、一粒子軌道の準位間隔の統計分布。

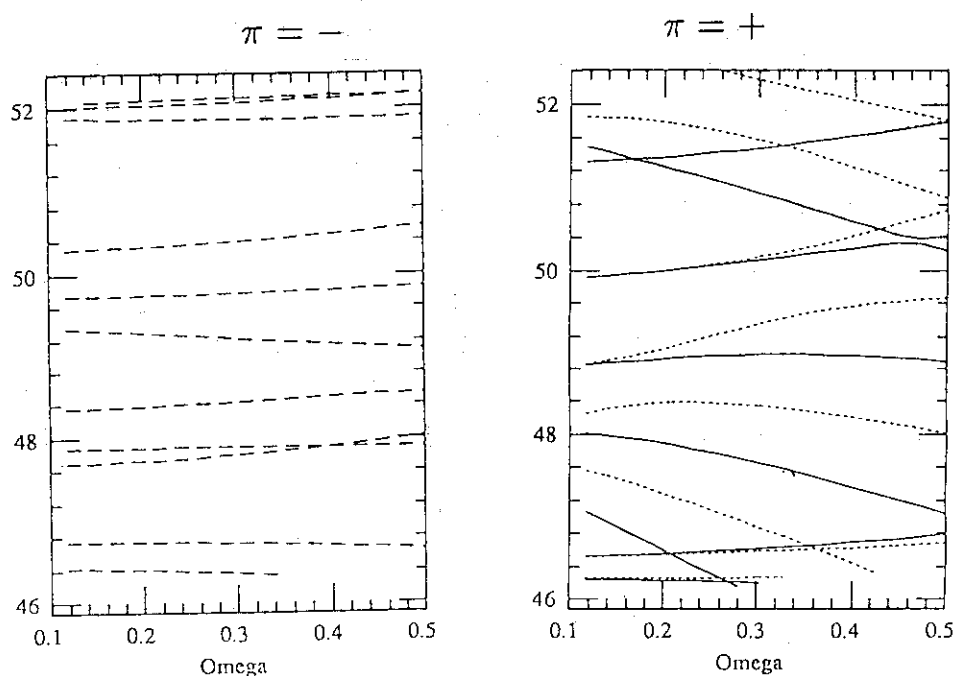


図5: Cranked-Nilsson モデルの中性子一粒子軌道。左は、パリティ-, シグナチャーの一方のダイアグラム。右は、パリティ+, シグナチャー両方のダイアグラム。

参考文献

1. J.D. Garrett et.al., Proc. Symp on future directions in nuclear physics with  $4\pi$  gamma detectors, Strasbourg 1991.
2. M.Matsuo, T.Døssing, E.Vigezzi, and R.A. Broglia, Phys.Rev.Lett. 70(1993)2694.
3. E.Vigezzi et al. to be published on Conference Proceedings, Padova, June 1994.

### 3. 超変形核における回転運動の減衰

京大理 吉田 光次, 京大基研 松尾 正之

超変形核の研究は、新世代の $\gamma$ 線測定器システムの登場で、励起バンドの発見など大きく進歩している。最近では Fluctuation Analysis によって非イラストの準連続の解析も可能になりつつある。本研究では、この領域での重要な現象である回転減衰を、 $^{152}\text{Dy}$ の超変形状態について考察する。この中で準位密度が超変形核特有の性質の理解に大きな役割を果たすことを示し、他の  $A=150$  領域での超変形核を含めた準位密度についてその核子数依存性、スピン依存性を議論する。

#### 回転減衰の微視的計算

回転運動の減衰は原子核の有限温度での現象のひとつであり、高速回転核の非イラストにおける回転バンドの消滅をもたらす。超変形核においても、非イラスト領域の E2 遷移の性質を特徴づけ、回転バンドの数を規定する重要な意味を持つ。今後、EUROGAM, GAMMASPHERE など超変形核の励起スペクトルの解析が進み、実験値と理論値との比較が可能になれば、超変形核の励起構造がより明らかになると期待されている。

解析のモデルとして cranked Nilsson shell model を用いる。平衡変形度は Strutinsky 法によって self-consistent に決定する。このモデルでは、励起バンドは多粒子多空孔状態によって表される。準位密度は単位エネルギー内にあるこれらの励起バンド数である。この非摂動的状態に、残留相互作用 (Surface Delta Interaction) をとり入れ、現実の固有状態を得る [1] [2]。このことから準位密度が回転減衰 (バンド混合) と密接な関係を持つことが予想される。このスピンの異なる物理的状態間の E2 遷移確率を求め、その分岐を調べる。我々は、計算された E2 遷移確率  $w_{\alpha\rightarrow\beta}$  から有効分岐数

$$n_{\text{branch}}(\alpha) \equiv \left( \sum_{\beta} w_{\alpha\rightarrow\beta}^2 \right)^{-1}$$

を求め、回転バンドの存在領域 ( $n_{\text{branch}} < 2$ ) とバンドの混合した領域 ( $n_{\text{branch}} < 2$ ) を評価することにする。

まず、 $^{152}\text{Dy}$  について以上の計算を行った。求めた回転減衰の始まる励起エネルギー  $E_{\text{onset}}$ 、回転バンド数を、図 1 に示す。通常変形核では、ほぼ全スピン領域で  $E_{\text{onset}} \sim 1.0\text{MeV}$  であったが、超変形核  $^{152}\text{Dy}$  では  $E_{\text{onset}} = 1.5 \sim 2.5\text{MeV}$  と、より高い励起エネルギーで回転減衰が始まり、かつスピン依存性が見られる。この値は統計的モデルによる実験の解析 [3] と矛盾しない。回転バンド数は、通常変形核での値約 30 を大きく上回り、同じくスピン依存性がある。

これらの結果は上で述べた準位密度で説明される。図 2 に通常変形核と超変形核の準位密度を示す。超変形核の準位密度は通常変形核のそれに比べて非常に小さい。よって、回転減衰 (バンド混合) は超変形核ではより高い励起エネルギーで始まる。スピン依存性も超変形核内での準位密度のスピン依存性で説明される。回転バンド数は、準位密度がある一定値以下にある準位数と考えるとよい。準位密度が低いほどその数は多くなる。

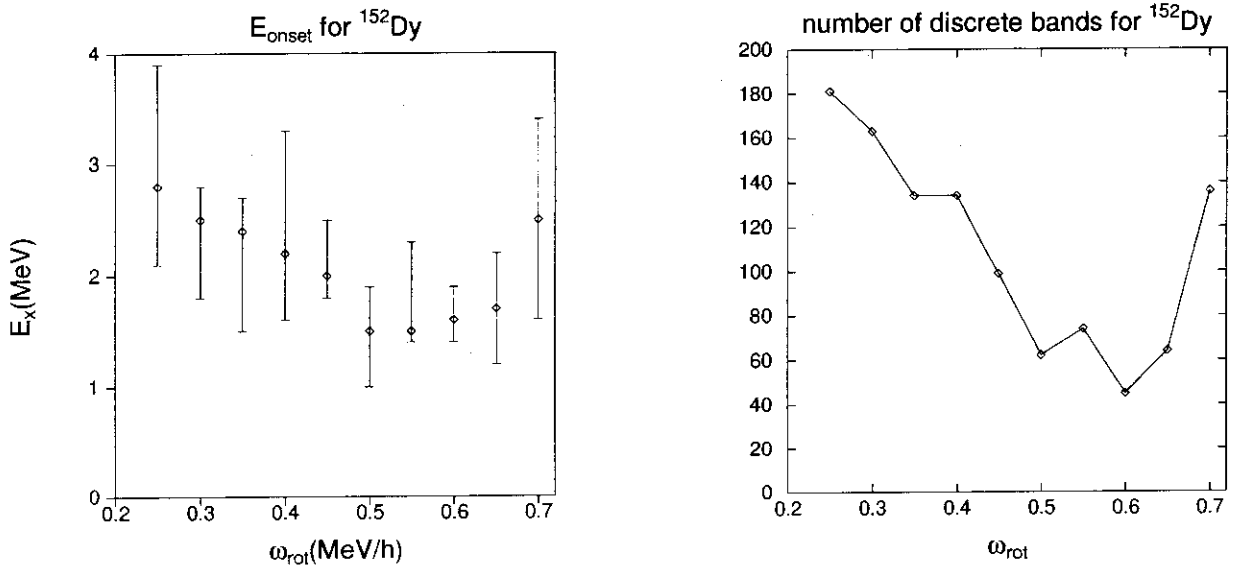


図 1: <sup>152</sup>Dy の E<sub>onset</sub> (左) および、回転バンド数。通常変形核では E<sub>onset</sub> ~ 1.0MeV, バンド数は約 30 でスピンのほぼ依存しない。超変形核<sup>152</sup>Dy での高い E<sub>onset</sub>、スピン依存性は準位密度で理解される。

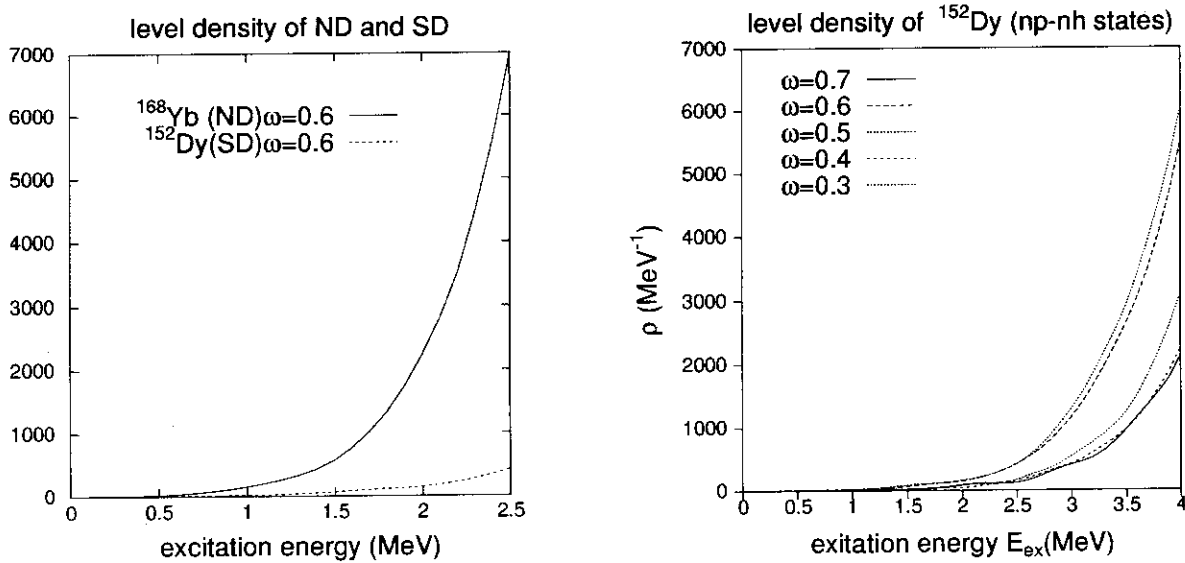


図 2: <sup>168</sup>Yb、<sup>152</sup>Dy の準位密度。超変形核と通常変形核で著しい相違がある。超変形核に特徴的な一粒子準位の性質が本質的な役割を果たしている。

さらに、この結果は一粒子準位スペクトルに帰着される。よく知られているように超変形核が準安定状態であるのは、一粒子準位スペクトルのフェルミ面におおきなエネルギーギャップがあるためである(図3)。そのために、準位密度が通常変形核に比べて

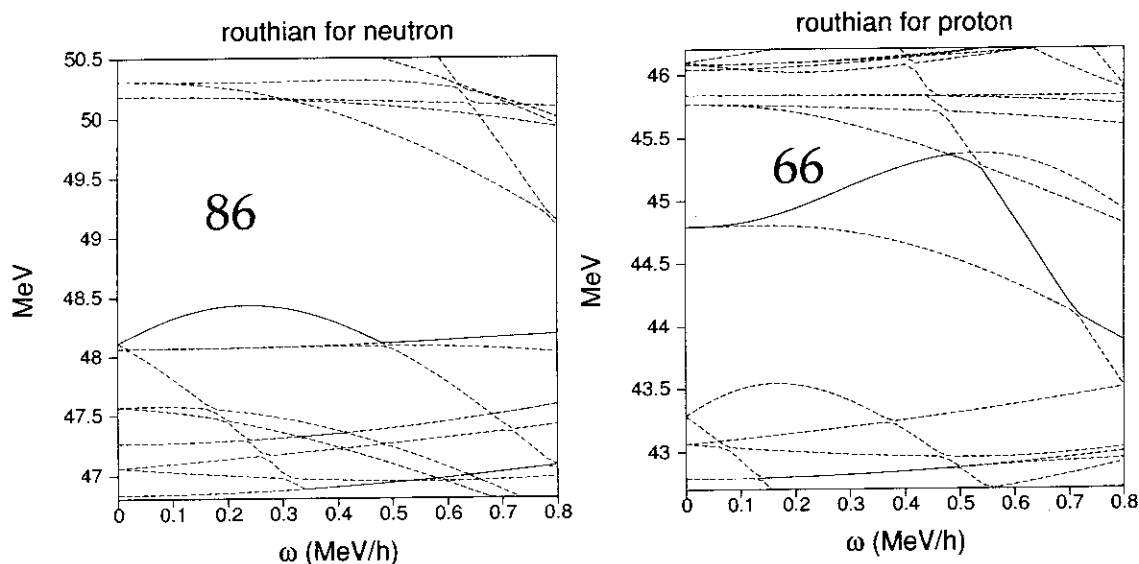


図3:  $^{152}\text{Dy}$  の一粒子準位スペクトル ( $\epsilon = 0.59, \epsilon_4 = 0.02$ )。陽子の  $\omega = 0.5 \text{ MeV}/\hbar$  付近でギャップが小さくなる。これが準位密度を高くする。

小さくなる。また、陽子の intruder orbit によりエネルギーギャップが小さくなることとスピン依存性が対応していることもわかる。

### 準位密度

以上の  $^{152}\text{Dy}$  の結果から、準位密度が高スピン原子核の非イラストにおける性質を記述する重要な物理量になると考えられる。そこで、 $A=150$  の領域のいくつかの超変形核の準位密度を計算し、比較してみる。

図4にその結果を示す。フェルミガス近似 [4]

$$\rho(E) = \frac{\sqrt{\pi}}{24} a^{-\frac{1}{4}} f E^{-\frac{3}{4}} \exp(2\sqrt{aE})$$

$$f \equiv \left[ \frac{J_x}{J_x - J_z} \right]^{\frac{1}{2}}$$

の準位密度パラメーター  $a$  は  $A/20 \sim A/15$  であり、通常変形核での値  $A/10$  とより小さくなっており、一粒子スペクトルにあるエネルギーギャップを反映している。また中性子数、陽子数に対する依存性も現れている。Nilsson shell model では図3に見られるように  $Z=64, 66, N=86$  が "Magic Number" となり、特に  $^{150}\text{Gd}$  ( $N=84, Z=66$ ) が非常に小さな準位密度になっている。"Magic Number" でない核では準位密度が高くなっている。さらに、それぞれの核のスピン依存性はその一粒子準位スペクトルに依拠している。 $^{152}\text{Dy}$  での微視的計算例でみた、超変形核の回転減衰の特徴とその原因から類推すると、これらの核に対しても同様の結果が期待される。

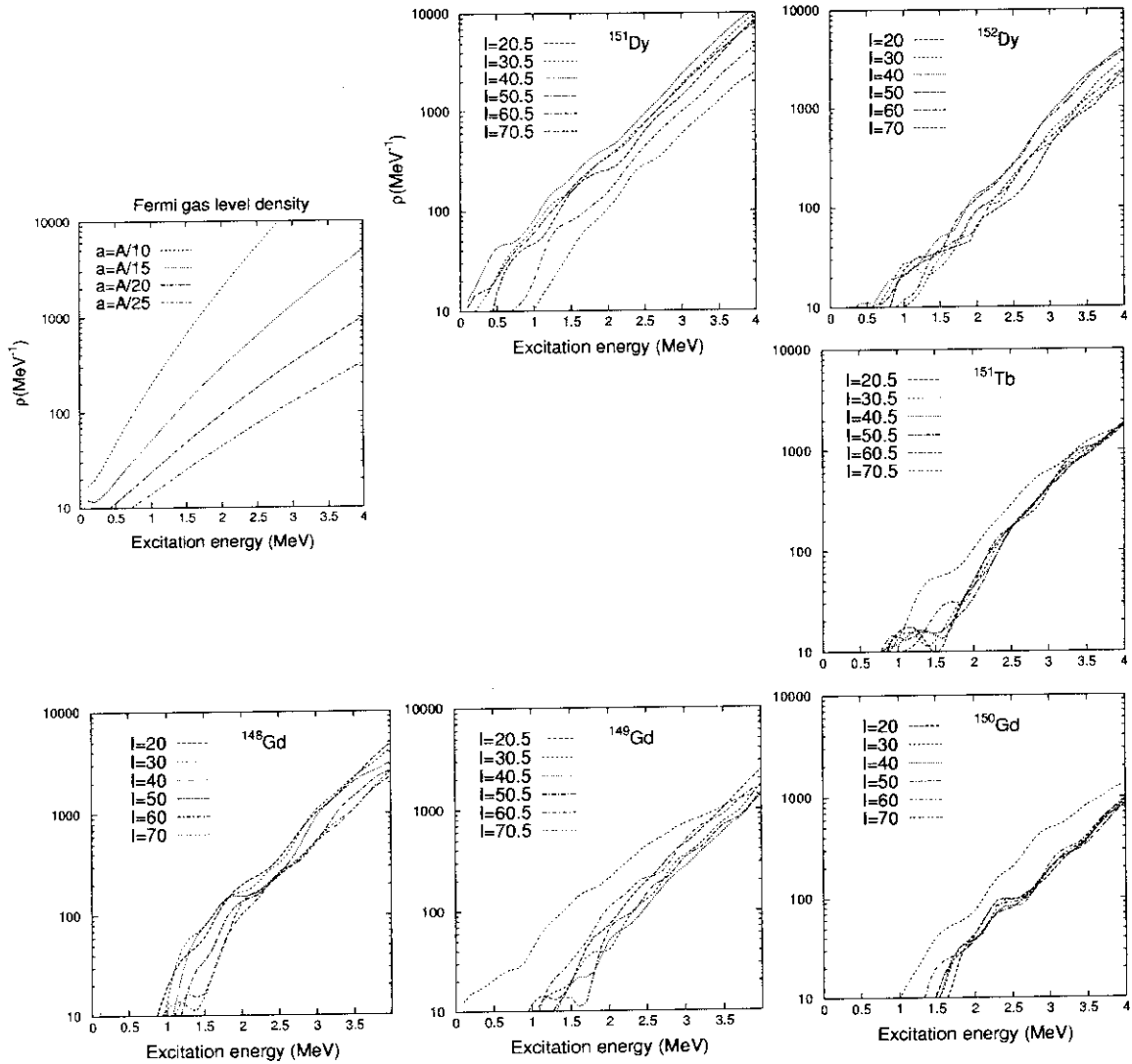


図 4:  $A=150$  領域の超変形核の準位密度。スピン依存性と核子数依存性が見られる。 $Z=64,66, N=86$  のとき一粒子準位のフェルミ面に大きなエネルギーギャップができ、準位密度は低くなる。

## まとめ

以上から、回転減衰を中心とした、超変形核の非イラスト領域の性質が示唆された。ただし、以上の議論で注意すべきことは、例えば、Nilsson model が与えるスピン依存性が現実の系のそれと一致するとは言えない、などの model 依存性があることである。残留相互作用も超変形核ではその種類も強さも確固としたものはない。しかし、今回考察した回転減衰と準位密度の関係は、単純かつ合理的で定性的には普遍性を持つものと思われる。

## 参考文献

- [1] S.Åberg;Prog.Part.Nucl.Phys. 28(1992) 11
- [2] M.Matsuo,T.Døssing,E.Vigezzi,R.A.Brogia;Phys.Rev.Lett. 70(1993) 2694
- [3] K.Schiffer,B.Herskind;Phys.Lett.B255 508
- [4] S.Åberg;Nucl.Phys. A477(1988) 18

## 4. 超変形状態の話題

九大理 清水 良文

ここ数年の系統的实验データの蓄積により巨大変形・高速回転極限状態の研究は新しい段階に入りつつあると言える。実際、超変形状態に特有の現象ばかりでなく、通常変形・回転状態において観測されている性質が超変形状態でどう変化するかという観点からも研究は進んでおり、巨大変形した原子核の新しい特徴が明らかになりつつある。

原子核構造の研究では、一般に超精密核分光による実験データが不可欠であり、この点で、今度の原研で計画されている高分解能クリスタルボールによってこれまで日本では難しかった、超変形状態の研究が可能になると期待される。そこで、この講演では、一昨年の INS シンポジウム以降のこの分野の進展を中心にどのようなことが明らかになってきたかをレビューした。以下では、概略を報告するに止め、詳細については参考文献に委ねることにする。

ごく軽い核を除けば、超変形状態が観測されている原子核は大きく分けて、 $A \approx 130, 150, 190$  領域核<sup>1),2)</sup>及び fission isomers として古くから知られていた actinide 領域核である<sup>2)</sup>。具体的にどの核でどれだけの超変形回転バンドが観測されているかについては ref.1),2) に詳しい。ただし、最近の新しい高分解能クリスタルボール、EurogamI,II Ga.Sp. Gammasphere 等により、データは日々更新されている。実際、この夏の Berkeley での国際会議(1994.8.2-6)では、理論的には予測されていたがまだ実験的には観測されていなかった  $A \approx 80$  領域での超変形回転バンドが  $^{82}\text{Sr}$  で初めて見つかったことが報告された。

現在蓄積されつつある系統的数据を理解するためには、2:1 変形した一体ポテンシャル中での殻構造が重要である。特に、 $\gamma$ -線のエネルギーのみから引き出すことができる  $\mathcal{J}^{(2)}$  慣性能率の振る舞いは、通常変形核の回転状態でも重要であった high- $j$  intruder (unique parity) 軌道をどれだけ占有しているかということによって分類できる<sup>3)</sup>。また、これらの high- $j$  軌道がその他の normal parity 軌道と相対的にどのような位置にあるかを見れば、 $A \approx 150$  領域と  $A \approx 190$  領域の shell gap の違いや  $\mathcal{J}^{(2)}$  慣性能率の振る舞いの違いを定性的に理解することができる。また、 $A \approx 150, 190$  領域核では、超変形状態と通常変形状態との間の  $\gamma$ -線の崩壊経路はわかっておらず、正確な超変形回転バンドの角運動量は未知であるが、 $A \approx 150$  領域核では系統的なデータに於ける relative な alignments の差を理論的に予想される軌道のそれと比べることにより、かなりの確度でスピン・パリティが予測できるようになってきている<sup>4)</sup>、また、 $A \approx 190$  領域核では、その精度にいくらかの疑問はあるものの、Harris formula による fitting により角運動量がそれぞれの回転バンドで assign されている。

対相関の  $\mathcal{J}^{(2)}$  慣性能率に対する影響については<sup>5)</sup>、特に、 $A \approx 190$  領域核において重要で多くの超変形回転バンドについて  $\mathcal{J}^{(2)}$  が角速度とともに単調に増加する傾向を示す

原因と考えられているが、最近ではこれを支持する観測結果として、blocking effect によって、この対相関の効果がきわめて小さくなり、 $J^{(2)}$  慣性能率が一定の rigid-body 値を取り flat になる場合があることや<sup>6)</sup>、また、対相関の影響ならば高スピンの極限でこの効果はなくなり rigid-body 値に近づくために  $J^{(2)}$  が高スピン側で減少し始めなければならないが、このことも、つい最近初めて  $^{194}\text{Hg}$  で観測にかかった<sup>7)</sup>。また、 $A \approx 150$  領域核で初めて見つかった identical bands については、その後、通常変形核でも identical の程度の違いはあるものの (SD では 0.1% のオーダー、ND では 1% のオーダー) 多くの核の組み合わせで存在することがわかり、超変形核ではより良い精度で実現されるものの、それ特有の現象ではないらしいことが指摘されてきている。理論的には、ある特定の軌道に粒子をつめることによる芯偏極の対相関、変形、回転整列に対する効果が相殺して identical band 現象がおきるという定性的説明はあるものの、定量的には多くの問題がある。その外にもいろいろなアイデアは提案されているが、どれも決定的なものではなく、この identical band 現象は未だ難しい問題として残っている。

稼動を始めた上にあげた新世代のクリスタルボールは新しい原子核で超変形回転バンドを見つけるだけでなく、既に見つかっている核でも新しい、より intensity の低い超変形バンドを続々と発見している。例えば、これまで、かなり良い二重超変形閉殻でそのためにただ一つのバンドしか見つかっていないと思われていた  $^{152}\text{Dy}$  でも一挙にもう 5 つのバンドが発見され<sup>8)</sup>。さらに、その内の 2 つが互いに cross talk しているらしいことがわかり、cross talk は  $E1$  で片方が超変形状態の上に励起された八重極振動状態ではないかとも予想されている (この meeting の中務氏の報告参照)。八重極相関は Hg 領域でも重要であると考えられているが、最近、 $^{190}\text{Hg}$  でも、同様な cross talk が観測され八重極振動状態の可能性が指摘されている<sup>9)</sup>。また、 $^{149}\text{Gd}$  でも全部で 8 個のバンドが見つかり<sup>10)</sup>、そのうちの一つははじめて back-bending していることが発見され、また、他のバンドも核子数が 2 以上離れた他の核と identical band の関係にあることが指摘されている。

超変形状態から通常変形状態への崩壊については、 $A \approx 150, 190$  領域核では崩壊がイラストからかなり高い励起状態 ( $E_x \approx 3-5$  MeV) で起こり、 $\gamma$ -線の崩壊経路は一つ一つは同定できない多くの経路から成る統計的な性質を持つと考えられている<sup>11)</sup>。三重の  $\gamma$ -線同時計測を利用して、超変形状態の  $\gamma$ -線と結び付けられる 2 つの  $\gamma$ -線のエネルギー和を計ることによって、初めてイラストからの超変形状態の励起エネルギーとスピンを決定した  $^{143}\text{Eu}$  の実験は<sup>12)</sup> この崩壊の描像を支持するものであるが、この他にも、Argonne のグループは独自のモンテカルロ・シミュレーションによって崩壊過程と生成過程を分離し、崩壊によって出てくる統計的  $\gamma$ -線の分布を引き出す試みを行っており、この描像をより直接的に検証しようとしている。これに対し、 $A \approx 130$  領域では超変形状態 (ただし、2:1 よりはかなり小さい変形度を持っているので、大変形状態といわれることもある) 自身が崩壊点の近傍でイラストになっており、離散的な  $\gamma$ -線により崩壊の linking transitions が測られている。その中でも、最近になって  $^{133}\text{Nd}$  において、この崩壊経路が完全に同定さ



れ<sup>13)</sup>、どのように崩壊過程が起こるかが明らかにされた。また、これらのように linking transitions 自身を計る試みではないが、超変形回転バンドの $\gamma$ -線強度の測定の精度は飛躍的に向上し、崩壊点のスピン（の予想値）の系統的分析<sup>14)</sup>が可能になりつつあり、崩壊スピンと high- $j$  intruder orbits の配位との間に相関があることが示唆されているが、この事は崩壊過程がトンネル現象として記述できるということからは単純には説明できない<sup>15)</sup>。特に、 $^{152}\text{Dy}$  の基底超変形バンドと identical な $^{151}\text{Tb}$  の励起超変形バンドがほぼ同じスピンの崩壊し、 $^{151}\text{Tb}$  の基底超変形バンドより遅く（より低いスピンの）崩壊する<sup>14)</sup>、この夏の Berkeley での国際会議 (1994.8.2-6) では、 $^{151}\text{Dy}$  で新たに発見されたやはり  $^{152}\text{Dy}$  の基底超変形バンドと identical なバンドはより高いスピンの崩壊することがわかっており、話しはそう単純ではなさそうである。

この他に、 $^{193}\text{Hg}$  では signature partner と考えられている超変形バンド間での  $M1$  遷移と思われる遷移の $\gamma$ -線が観測にかかり<sup>16)</sup>、これによって初めて超変形状態の  $g$ -因子が測定され、それは Nilsson ポテンシャルによる理論的予想とよく一致することがわかった。 $\text{Hg}$  領域核の幾つかのバンドでは、 $\gamma$ -線強度が低スピン側でゆっくりと減少しトンネリングによる急激な崩壊過程の場合とは違った振る舞いを示すが、その原因が内部転換過程によって $\gamma$ -線では見えにくい低エネルギーの  $M1$  遷移によるものである、という可能性<sup>17)</sup>がほぼ検証されたと言えるだろう。また、最近話題になっていることとしては、超変形回転バンドのエネルギーに見られる規則的な  $\Delta I = 2$  staggering (すなわち、 $\Delta I = 4$  の相関がみられること)<sup>18),7)</sup>がある。これは定量的には非常に小さなものであるが、これまで、軸対称であると思われるこれらの超変形状態が実は対称軸の回りに 4-fold の離散的対称性を持って ( $C_4$ -symmetry) 軸対称を破っていることを示唆している。実際、このような  $C_4$ -symmetry の仮定のもとで適当な回転子モデルのハミルトニアンを解くと、ある条件のもとでこのような規則的な staggering が出るということが証明できる<sup>19)</sup>。微視的にはこのような対称性を導くのは  $Y_{44}$  型の変形ポテンシャルであり、 $\Delta I = 2$  staggering が観測されている核でこのような静的ポテンシャルが起こるのか、そして、それが都合の良い回転子モデルでのハミルトニアンを導くものなのかを明らかにすることが一つの課題であろう。また、超変形状態より更に大きな（ほぼ、3:1）の変形を持つ極超変形状態らしい $\gamma$ -線スペクトルがすでに報告されている<sup>20)</sup>、今までの所、他の実験では確認されておらず、新世代のクリスタルボールでこの回転バンドを確認することは重要な事であろう。

最後に、これからの課題としては、これまで発見されてきた超変形状態とは違ったタイプの超変形状態の探索がある。これまで発見されてきた超変形状態は、すべて（ほぼ）軸対称でプロレート型に変形しており対称軸に垂直な軸の回りに回転していると考えられている。この他にも、非軸対称 ( $\gamma \approx 30^\circ$ ) の巨大変形状態やオプレート型で対称軸の回りに回転しているような超変形状態も存在しうることが理論的に予測されている<sup>21)</sup>。これらの場合には、プロレート型で対称軸に垂直な軸の回りに回転している場合と違って非常に大きな  $\mathcal{J}^{(2)}$  慣性能率を持つわけではないので、どのようなスペクトルになるかは単純

ではない。特に、後者（オプレート型で対称軸の回りに回転）の場合は集団的回転は禁止されるので、非常に寿命の長いアイソマーになることが期待される。このような新しいタイプの超変形状態の探索も新世代のクリスタルボールによれば夢ではなくなるだろう。

原研で計画されているクリスタルボールをできるだけ早く実現させて、日本でもこれらの超変形状態の研究の新たな進展に寄与できることを望んでこの講を終えたい。

#### 参考文献

- 1) Xiao-Ling Han and Cheng-Li Wu, "Nuclear Superdeformation Tables", *At. Data Nucl. Data Tables* **52** (1992), 43.
- 2) Richard B. Firestone and Balraj Singh, "Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers", preprint, LBL-35916, June, 1994.
- 3) S. Åberg, T. Bengtsson, I. Ragnarsson and P. Semmes, in *Proc. XXVI Int. Winter Meeting on nuclear physics, Bormio, Italy, 1998*, ed. I. Iori (Riceraca Scientifica ed Educazione Permanente, Milano, 1988).
- 4) I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.* **A557** (1993), 167c.
- 5) Y. R. Shimizu, E. Vigezzi and R. A. Broglia, *Nucl. Phys.* **A509** (1990), 80.  
Y. R. Shimizu, *Nucl. Phys.* **A520** (1990), 477c.
- 6) Y. Liang et. al., *Phys. Rev.* **C46** (1992), R2136.
- 7) B. Cedrewall, et. al., *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994), 3150.
- 8) P. Twin *Nucl. Phys.* **A574** (1994), 51c.
- 9) B. Crowell et. al., *Phys. Lett.* **B333** (1994), 320.
- 10) B. Cederwall et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 688.
- 11) E. Vigezzi, R. A. Broglia and T. Dössing, *Phys. Lett.* **B249** (1990), 163; *Nucl. Phys.* **A520** (1990), 179c.  
E. Vigezzi, T. Dössing and R. A. Broglia, *Nucl. Phys.* **A520** (1990), 179c.
- 12) A. Atac et. al., *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993), 1069.
- 13) D. Bazzacco et. al., *Phys. Rev.* **C49** (1994), R2281.
- 14) D. Curien et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 2559.
- 15) Y. Shimizu, E. Vigezzi, T. Dössing and R. A. Broglia, *Nucl. Phys.* **A557** (1993), 99c.
- 16) M. J. Joyce et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 2176.
- 17) P. B. Semmes, I. Ragnarsson and S. Åberg, *Phys. Rev. Lett.* **68** (1992), 460.
- 18) S. Flibotte et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 4299.
- 19) I. Hamamoto and B. R. Mottelson, *Phys. Lett.* **B333** (1994), 294.
- 20) A. Galindo-Uribarri et. al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993), 231.
- 21) S. Åberg, *Nucl. Phys.* **A557** (1993), 17c.

## 5. 殻構造の形成機構とエキゾチックな核変形の可能性

京大理 在田 謙一郎

### 1. はじめに

原子核の変形は古くから理論的、実験的にさかんに研究されてきました [1, 2]。原子核のエネルギーはしばしば、液滴模型で記述される巨視的部分と、殻模型から引き出される微視的揺らぎの部分とに分けて議論されます。これらは両者ともに変形の実現に関与しています。近年の高スピン核構造における最も重要な現象である超変形について言えば、変形による慣性能率の増大が回転エネルギーを下げる効果と 2:1 変形状態に見られる顕著な殻構造による量子論的效果とがあいまって巨大変形状態が実現されることが知られています。また、近年さかんに研究されるようになってきた八重極変形などのエキゾチックな変形が起こるメカニズムについては量子論効果が主要な役割を果たしていると考えられます。従って、原研における今回の実験計画の目的の一つにも挙げられている「エキゾチックな変形核の探索」は有限量子系のダイナミクスを研究する上で大変重要な意味を持っています。この講演では、核変形の微視的要因である殻構造の形成に着目し、その原理的側面について我々が研究してきたことを解説したいと思います。

### 2. 殻構造の半古典論

殻構造とは、一粒子エネルギースペクトルに見られる大域的な揺らぎを意味します。ここで「大域的揺らぎ」とは、例えばニルソン模型に現れる調和振動子量子  $\hbar\omega_0$  かその数分の一のオーダーの分解能で粗視化されたものを表すと考えて下さい。このとき、粗視化された準位密度の揺らぎが殻構造の性質を端的に表す物理量となります。この揺らぎの性質を解析するのに有効なのが半古典論という手法です。これは量子スペクトルの性質を対応する古典系のダイナミクスを用いて表現する枠組みです。1960年代、Gutzwiller は径路積分の手法を用いて、量子準位密度  $g(E) = \sum_n \delta(E - E_n)$  に対する次のような公式を導きました；

$$g_{\text{osc}}(E) = g(E) - \bar{g}(E) \simeq \sum_r A_r(E) \cos(S_r(E)/\hbar - \mu_r \pi/2). \quad (1)$$

右辺の和は全ての古典周期軌道  $r$  についてとられています。また、右辺に現れる変数は古典軌道に関係した古典量によって表されています。従って準位密度の量子論的揺らぎが古典周期軌道の性質によって表されるのです。(1)式は Gutzwiller トレース公式と呼ばれ、量子・古典対応や量子カオスの研究に大きな発展をもたらした有名な公式です。

それではトレース公式の中身を少し詳しく見ていくことにしましょう。まず位相因子に含まれる  $S_r$  は軌道に沿った作用積分  $\oint_r \mathbf{p} \cdot d\mathbf{r}$  を表しています。このことから次の重要な性質が導かれます。いま、分解能  $\delta E$  の揺らぎに着目しましょう。これに寄与する軌道は、(1)式の右辺でエネルギーを  $\delta E$  だけずらしたときの位相の変化が  $2\pi$  より小さなものでなければならぬので、次の性質を満たすことが容易に分かります；

$$\Delta S_r(E) = S_r(E + \delta E) - S_r(E) \simeq \frac{\partial S_r(E)}{\partial E} \cdot \delta E = T_r \cdot \delta E \leq 2\pi\hbar. \quad (2)$$

従って、周期  $T_r$  が  $T_{\max} \equiv 2\pi\hbar/\delta E$  より短い周期軌道が重要な役割を果たすのです。

次に、振幅因子  $A_r(E)$  に話しを移しましょう。今、座標  $\mathbf{q}$  からエネルギー  $E$  で出発して元の座標  $\mathbf{q}$  に戻ってくる軌道（周期軌道とは限らない、即ち端点での運動量は一致しなくてよい）を考え、その軌道に沿った作用積分を  $S(\mathbf{q}; E)$  とします。周期軌道はこの作用積分の停留値を与える点で実現されています；

$$\left. \frac{\partial S(\mathbf{q})}{\partial \mathbf{q}} \right|_{\bar{\mathbf{q}}} = \left[ \frac{\partial S(\mathbf{q}'', \mathbf{q}')}{\partial \mathbf{q}''} + \frac{\partial S(\mathbf{q}'', \mathbf{q}')}{\partial \mathbf{q}'} \right]_{\mathbf{q}''=\mathbf{q}'=\bar{\mathbf{q}}} = \mathbf{p}'' - \mathbf{p}' = \mathbf{0}. \quad (3)$$

最も簡単な近似の下で、振幅因子は次のような因子に比例することが知られています；

$$A_r \propto \frac{1}{\sqrt{|\det D_r|}}. \quad (4)$$

$D$  は停留点における作用の座標による二階微分から成る行列で、 $D_{ij} = \partial_i \partial_j S(\mathbf{q})|_{\bar{\mathbf{q}}}$  で与えられます。（より正確に言うと、 $\mathbf{q}$  としては周期軌道あるいは連続的な周期軌道群が座標空間内に形成する多様体に垂直な成分のみを考慮します。）この近似は行列  $D$  の全ての固有値が十分大きな値であるときに成り立っています。ところが、変形度など系を記述するパラメーターの値を変えていくと上の固有値は変化し、その一つがゼロを切ることがあります。この点が高エネルギー軌道の分岐点に対応しているのです。図1は典型的な分岐の例についてこの様子を分かりやすく表したものです。矢印が周期軌道を指していますが、中段の図を境にして中央の矢印における曲率  $S''(q)$  の符号が変化し、これによって下段の図では新しい停留点、即ち周期軌道が現れています。この例の他にもいろいろなタイプの分岐が知られています。分岐が起こると上の振幅因子の表式(4)は無限大に発散してしまいます。実際には分岐領域においてダイナミクスの高次項を正しく考慮することにより振幅因子は有限の値におさまると考えられますが、傾向として分岐領域で振幅因子が大きな増幅を受けることは十分期待されます。この結果、量子スペクトルに強い殻効果を与えることになり、従ってこの現象は変形が実現されるための重要な機構として注目すべきものであると考えられるのです。

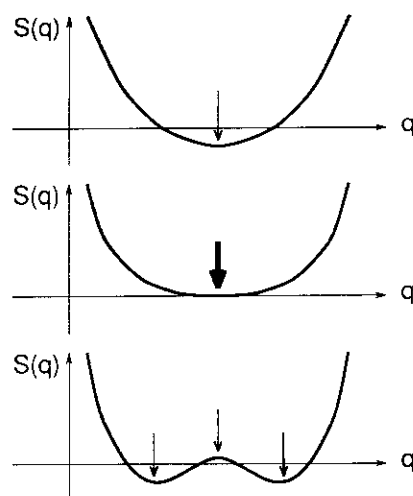


図1: 周期軌道の分岐の概念図

### 3. 四重極-八重極模型の解析とその結果

我々の用いる模型ハミルトニアンは、変形調和振動子に八重極変形ポテンシャルを加えたもので、以下のように表されます；

$$h = \frac{p^2}{2M} + \frac{M\omega_{\perp}^2(x^2 + y^2)}{2} + \frac{M\omega_z^2 z^2}{2} - \lambda_{30} M \omega_0^2 [r^2 Y_{30}(\Omega)]'' \quad (5)$$

ここで、記号  $[\ ]''$  は、括弧内の変数がダブルストレッチ座標  $x_i'' = (\omega_i/\omega_0)x_i$  で表されていることを示します。また、 $\omega_0 = (\prod_i \omega_i)^{1/3}$  は、等ポテンシャル面で囲まれる体積を保存するように八重極変形度  $\lambda_{30}$  の関数として計算します。このハミルトニアンは、二つの変形パラメータ、即ち四重極変形度  $\delta_{osc} \equiv (\omega_{\perp} - \omega_z)/\bar{\omega}$  および八重極変形度  $\lambda_{30}$  により記述されています。この二つの変形度を変化させて、強い殻構造の現れと古典周期軌道の分岐との対応関係を見ようというのがここで行おうとしている解析の目的です。ここで用いるモデルは非常に単純化されたものであり、殻構造の現れの原理を調べるにあたって、後述するように大変便利な性質を具えています。ただし現実の原子核を議論するには、例えばスピン・軌道結合の効果を考慮したり、ポテンシャルの動径依存性を改良したりした、より現実的なモデルの解析を待たなくてはならないでしょう。

さて、ここでは、八重極と四重極の重ね合わせが本質的な役割を果たす典型的な例として  $\omega_{\perp}/\omega_z = \sqrt{3}$  の場合の結果を見ていきましょう [5]。図 2 は一粒子スペクトルを  $\lambda_{30}$  の関数として描いたものです。軸比が非整数であるため  $\lambda_{30} = 0$  では顕著な殻構造は見られません。ところが、八重極変形を加えていくと  $\lambda_{30} \approx 0.3$  で強い殻構造が現れているのが分かります。この変形度における二重閉殻配位の粒子数においては、殻構造による量子論的揺らぎにより約 8 ~ 10 MeV のエネルギー利得があり、図 3 に見られるような変形状態が可能になると期待されます。

それではいったい如何なる原因で上のような強い殻構造が形成されたのでしょうか？ このことを、前節の議論を基に、対応する古典系における周期軌道の性質から調べていきましょう。図 4 に  $\lambda_{30} = 0.3$  における短い周期軌道を示します。これらのうち、軌道 PA 及び IL は全ての  $\lambda_{30}$  の値の範囲で存在しています。しかし、軌道 PB 以下は  $\lambda_{30} = 0$  では存在せず、 $\lambda_{30} \approx 0.3$  での分岐によって新しく生じる軌道であることが計算の結果分かっています。この分岐点に対応する変形度が、正に量子スペクトルにおいて強い殻構造が形成されていた変形度に近いという事実は注目に値するでしょう。

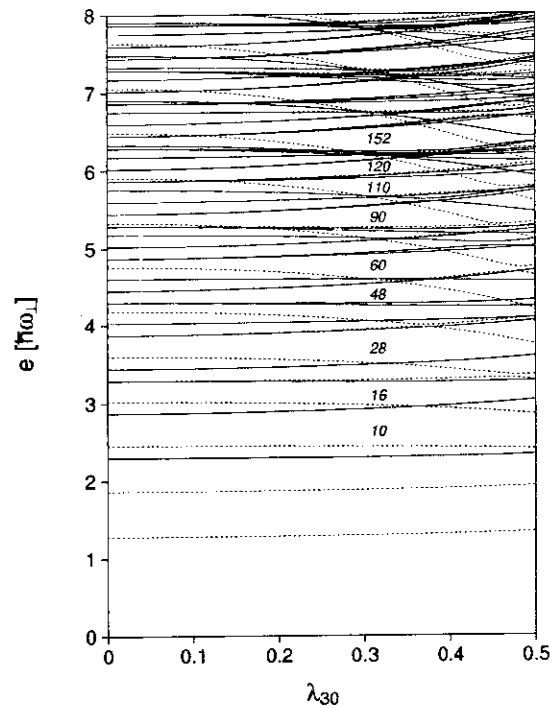


図 2:  $\omega_{\perp}/\omega_z = \sqrt{3}$  のときの一粒子スペクトル。

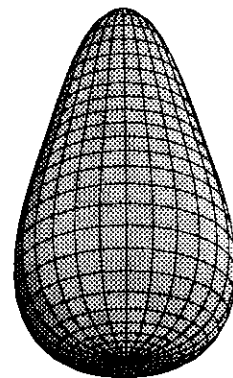


図 3:  $\omega_{\perp}/\omega_z = \sqrt{3}$ ,  $\lambda_{30} = 0.3$  における等ポテンシャル面の形。

このことをより精密に議論するため、量子スペクトルのフーリエ解析を行ってみましょう。我々の用いているハミルトニアンには  $H(\alpha\mathbf{p}, \alpha\mathbf{q}) = \alpha^2 H(\mathbf{p}, \mathbf{q})$  というスケール不変性が成り立っているため、系のダイナミクスの性質はエネルギーによって変化しないという性質を持っています。このことを用いると、(1)式は次のように書き直すことができます；

$$g_{\text{osc}}(E) \simeq \sum_r \sqrt{E} A_r \cos(ET_r/\hbar - \mu_r \pi/2). \quad (6)$$

ここで、 $T_r = \partial S/\partial E$  は軌道  $r$  の周期で、上で述べたスケール則によりエネルギーに依らない定数になります。また、振幅因子のエネルギー依存性  $\sqrt{E}$  は定常位相近似の表式を仮定して導きました。この表式で  $E$  に関してフーリエ変換をとると、

$$F(s) \equiv \int dE e^{isE/\hbar} E^{-1/2} g(E) = \bar{F}(s) + 2\pi\hbar \sum_r A_r \delta(s - T_r) \quad (7)$$

のように、これは軌道の周期の位置にピークをもつ関数になることが分かります。また、切断エネルギー  $E_{\text{max}}$  をガウス関数による畳み込みで導入すると、上式の右辺の  $\delta$ 関数は幅  $\gamma = \hbar/E_{\text{max}}$  のガウス関数になるので、ピークは振幅因子  $A_r$  に比例する有限の高さを持ちます。従って量子論的に計算したエネルギー固有値から準位密度のフーリエ変換を計算し、軌道の周期に対応する点でのピークの高さを見ることによりその軌道の準位密度に対する寄与を評価することが出来るわけです。図5に計算結果を示します。八重極変形度を大きくしていくに従って  $T \simeq \sqrt{3}$  の軌道に対応するピークが発達し  $\lambda_{30} \simeq 0.3$  で極大値をとるのが分かります。従って、この軌道の分岐が実際に、量子スペクトルに対して重要な役割を担っていることが明らかになりました。

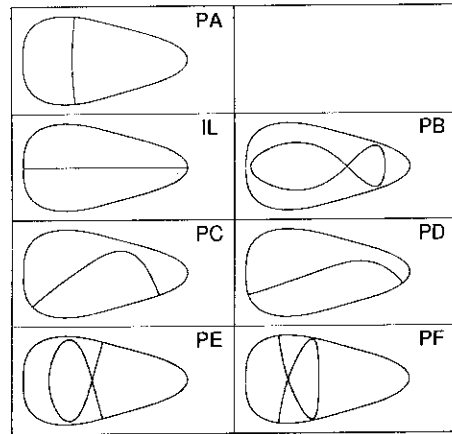


図4:  $\omega_{\perp}/\omega_z = \sqrt{3}, \lambda_{30} = 0.3$  における短い周期軌道。

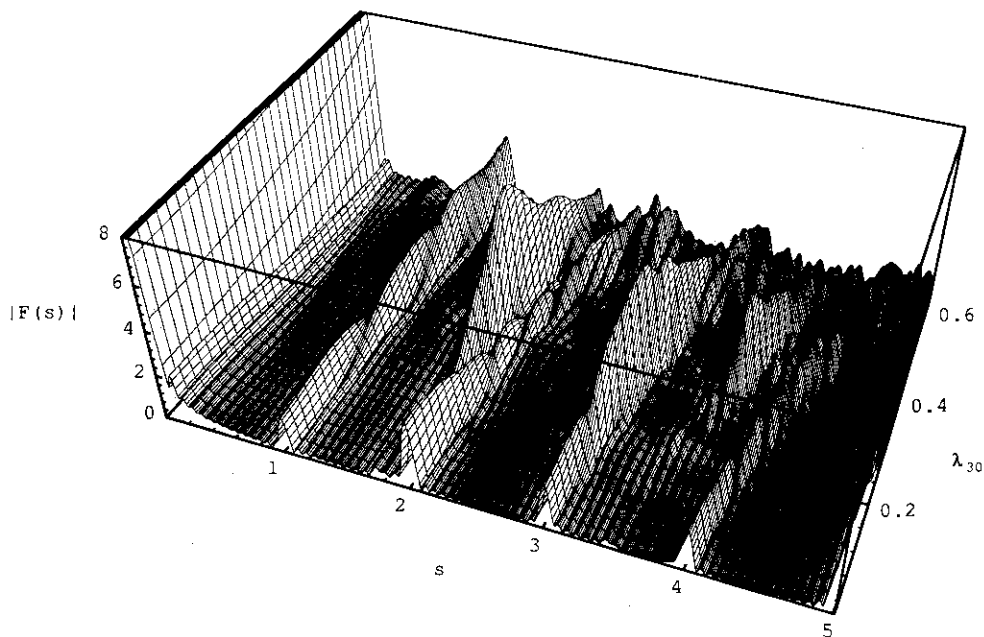


図5: 軸比  $\omega_{\perp}/\omega_z = \sqrt{3}$  のときの、準位密度のフーリエ変換の絶対値。sの単位は  $2\pi/\omega_{\perp}$ 。

#### 4. 総論

我々は一粒子ハミルトニアンとして四重極と八重極の二つの変形自由度を考慮した調和振動子型の模型を用いて、変形による殻構造の性質の変化と、古典周期軌道の性質との対応関係を解析してきました。四重極変形の場合には球形の他に軸比 2:1 あるいは 3:1 といった超変形状態に強い殻構造が存在し、こうした巨大変形状態の実現に重要な役割を果たしていました。上記の解析では、四重極変形で殻構造の弱い極限、即ち軸比が無理比になっている場合を考え、八重極変形との協同効果により軌道に分岐がもたらされ、その結果強い殻構造が現れる典型的な例を見ました。八重極変形を含む我々の模型は非可積分であり、八重極変形度を大きくするに従い系はカオス性を強めてきます。可積分系から非可積分系への変遷の過程で周期軌道の分岐という古典ダイナミクスの特異点を通過する際、それが量子系のスペクトルの構造に顕著な特質をもたらすということは非常に興味深い現象です。その結果形成される殻構造が、原子核を始め、マイクロクラスタ [6, 7]、高励起分子といった有限量子系のダイナミクスを左右しているという点からも、こうした研究は今後重要な意味を持つてくるものであると考えられるでしょう。

#### 参考文献

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. 2 (1967, Benjamin).
- [2] S. Åberg, H. Flocard and W. Nazarewicz, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 40 (1990) 439.
- [3] M. C. Gutzwiller, *J. Math. Phys.* 64 (1967), 1979.
- [4] K. Arita and K. Matsuyanagi, *Prog. Theor. Phys.* 91 (1994), 723.
- [5] K. Arita, preprint KUNS1937, to be published in *Phys. Lett. B*.
- [6] I. Hamamoto, B. R. Mottelson, H. Xie and X. Z. Zhang, *Z. Phys.* D21 (1991), 163.
- [7] S. Frauendorf and V. V. Pashkevich, *Rosendorf preprint FZR-37* (1994).

## 6. 超変形回転バンド<sup>152</sup>Dyにおける集団励起モード

阪大 RCNP 中務 孝

超変形回転バンド (SD バンド) <sup>152</sup>Dy を対象に、回転殻模型に基づいた乱雑位相近似 (RPA) によって、そのイラスト・バンド上に期待される集団励起モードに関する研究を行なった。この核は、初めて超変形回転バンドが発見された原子核であり (1986)、多くの理論計算が、超変形状態における二重閉殻配位 (Z=66, N=86) を示唆している原子核である。最近、このイラスト SD バンドの上に、5つの励起 SD バンドが発見され、各バンドの生成強度が測られた [1]。その結果、励起バンドの強度は、イラストの 10% にも満たない弱いものであることが明らかとなった。これは、そのまわりの Gd、Tb といった SD バンドにおける励起バンドが、35~50% 程度であるのと比較して著しく小さいものである。このことから、励起状態のエネルギーがまわりの核に比べて大きいことが予想され、Z=66・N=86 が魔法数に対応することが、今回の実験で確認されたといえる。

このような二重閉殻配位の原子核においては、一粒子励起 (1p-1h) よりも、表面振動モードなどの集団励起が低エネルギー状態として現れやすいと期待される。また、超変形状態の殻構造の特徴として、八重極相関が強いことがあげられ、低励起八重極振動状態の存在が予想される [2, 3]。SD 回転バンドでは、高速回転によって対相関が極端に弱められていることが、慣性能率の測定から知られており、このような極限状態における集団励起モードの性質を調べることも興味深く、今回観測された実験データとの比較を含めて報告する。

SD バンド<sup>152</sup>Dy における八重極相関を調べるために、ハミルトニアン、

$$H = h'_{s.p.} - \frac{1}{2} \sum_K \chi_{3K} Q_{3K}''^\dagger Q_{3K}'' - \frac{1}{2} \sum_K \chi_{1K} (\tau_3 D_{1K})''^\dagger (\tau_3 D_{1K})'' , \quad (1)$$

に対して、RPA 方程式を解くことにする。ここで、 $h'_{s.p.}$  は、一様回転系での一粒子ハミルトニアンであり、

$$h'_{s.p.} = h_{\text{Nilsson}} - \omega_{\text{rot}} \hat{J}_x , \quad (2)$$

$Q_{3K}'' = (r^3 Y_{3K}) [D_{1K}'' = (r Y_{1K})'']$  は、ダブル・ストレッチ座標 ( $x_i'' = (\omega_i/\omega_0) x_i$ ) で書かれた八重極 (双極) 演算子である。結合定数  $\chi_{3K}$  は、坂本・岸本によって求められた  $\chi_{3K}^{\text{HO}} [4]$  をわずかに大きくした値 ( $\chi_{3K} = 1.05 \chi_{3K}^{\text{HO}}$ ) を用いる。これは、中重核における 3<sup>-</sup>状態を系統的に計算した結果求められた値である。また、 $\chi_{1K}$  は、

$$\chi_{1K} = -\frac{\pi V_1}{\langle (r^2)'' \rangle} M \omega_0 , \quad (3)$$

( $V_1 = 140 \text{ MeV}$ ) を用いる [5]。

図 1(a) が RPA 固有値の角速度依存性を示したものである。 $\alpha = 1$  のシグネチャーをもつ最低励起状態 (破線) が、八重極振動状態であり、角速度  $\omega_{\text{rot}} = 0$  で  $K = 0$  の  $K$ -量子数をもつ。B(E3) は、 $\omega_{\text{rot}} = 0$  で、強結合スキームを用いて見積もると、

$$B(E3; 3^- \rightarrow 0^+) \approx 35 \text{ W.u.} , \quad (4)$$

であるが、図 (b) と (c) を比べると、集団性は角速度とともに次第に減少する傾向があることがわかる。

一方、 $\alpha = 0$  (実線) の最低励起状態の集団性は弱く、高スピン領域においてはほぼ 1p-1h 励起とみなすことができる。また、アラインメントも  $\alpha = 1$  のモードと比べて非常に大きく、 $i \approx 5\hbar$  程度であるため、高スピン領域において、エネルギーを大きく下げ、 $\alpha = 1$  の状態よりも低励起となる。このことは、集団性の弱さとも関係しており、もしも集団的な八重極振動状態であれば、アラインメントは  $i \leq 3\hbar$  であると予想され、ここで得られた  $i \approx 5\hbar$  という (図 1(a) において) 大きな傾きは得られないはずである。

次に、慣性能率  $\mathcal{J}^{(2)}$  を計算して実験データと比較する。ここでは、イラスト状態 (SD) の慣性能率を

$$\mathcal{J}_0^{(2)} = \alpha + \beta \omega^2 , \quad (5)$$

の Harris 公式の形で近似しておく ( $\alpha = 88.5 \hbar^2 \text{ MeV}^{-1}$ ,  $\beta = -11.9 \hbar^4 \text{ MeV}^{-3}$ )。これが RPA 真空に対応するものであるから、励起モードの  $\mathcal{J}^{(2)}$  は、

$$\mathcal{J}^{(2)} = \mathcal{J}_0^{(2)} + \frac{di}{d\omega} = \mathcal{J}_0^{(2)} - \frac{d^2 E_x}{d\omega^2} , \quad (6)$$



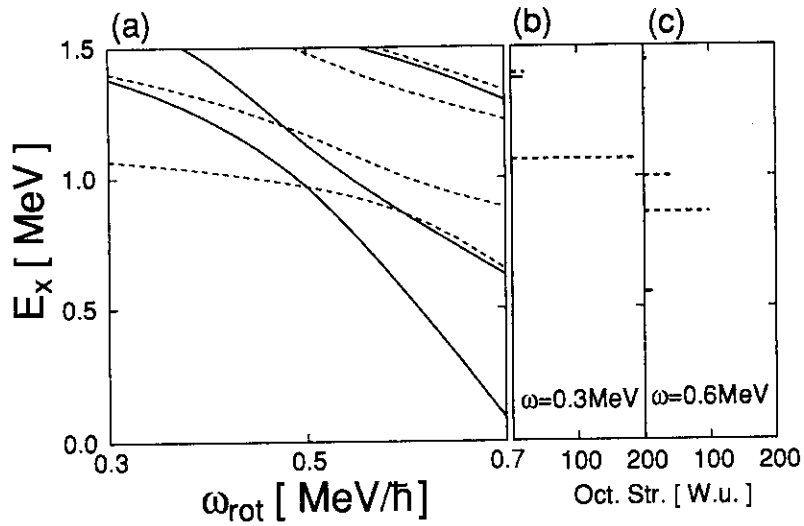


Figure 1: RPA 計算の結果。変形度  $\delta_{osc} = 0.59$ 、対相関ギャップ  $\Delta_p = \Delta_n = 0$ 。(a) 超変形  $^{152}\text{Dy}$  における RPA 固有エネルギーとその角速度依存性。実線 (破線) はシグネチャー  $\alpha = 0 (\alpha = 1)$  の負 (正) パリティ状態を表す。(b) 角速度  $\omega_{rot} = 0.3 \text{ MeV}/\hbar$  で計算された電気八重極遷移強度  $\sum_K |\langle n | \frac{1}{2}(1 + \tau_3) Q_{3K} | 0 \rangle|^2$ 。励起エネルギー (縦軸) の目盛は (a) と同じ。(c) (b) と同じ。但し、 $\omega_{rot} = 0.6 \text{ MeV}/\hbar$ 。

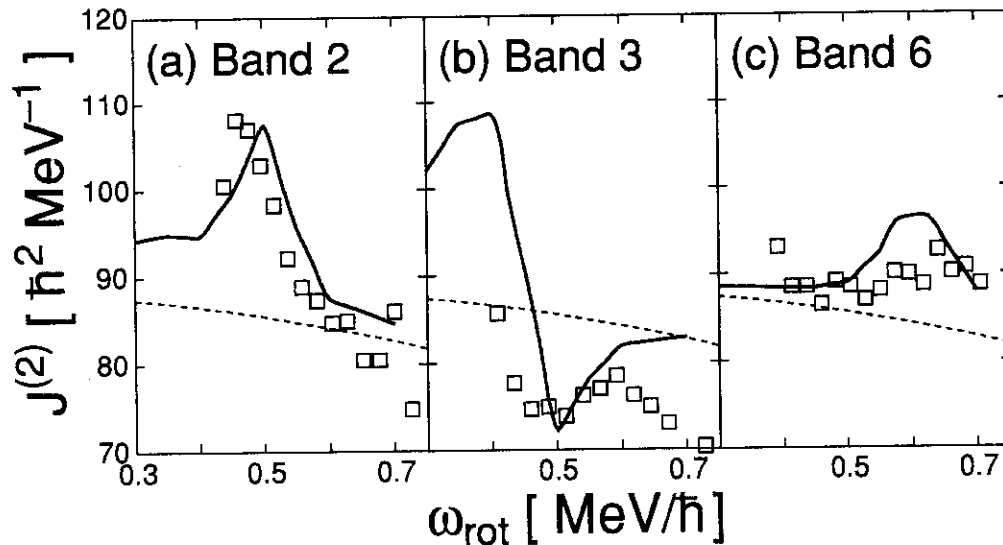


Figure 2: 慣性率  $J^{(2)}$  の理論値 (実線) と実験値 (四角)。負パリティ励起と予測される、Band 2、3、6 について示している。参考のため、イラスト SD パンドの  $J^{(2)}$  を破線で示している。

のように書ける。ここで、 $i$  と  $E_x$  は、それぞれ、RPA 固有状態のアラインメントと励起エネルギーを表す。

計算結果が図2である。ここでは、シグネチャー  $\alpha = 0$  の最低励起状態と2番目の状態が、実験で観測された Band 2 と Band 3 に、 $\alpha = 1$  の最低励起状態が Band 6 に対応していると推定して、その実験値も合わせて示している。こう推定した理由は以下の通りである。

まず、Band 2 と 3 は、他のバンド (Band 4,5,6) よりも生成強度が大きい。これは、高スピン領域において、励起エネルギーが他よりも小さいことを示しており、我々の計算結果から、 $\alpha = 0$  の最低励起と2番目の状態に対応すると考えられる (図1(a))。また、Band 2 と 3 の  $J^{(2)}$  は、角速度  $\omega_{\text{rot}} \approx 0.5 \text{ MeV}/\hbar$  付近で、それぞれ山と谷の構造をもち、互いにバンド交差していると推測でき、図1(a)にそれを見ることが出来る。次に Band 6 は、イラスト SD バンドよりもやや大きな  $J^{(2)}$  の値をもち、その各速度依存性は小さい。したがって、負の曲率 ( $d^2 E_x / d\omega^2 < 0$ ) をもち、角速度とともにそれほど劇的には変化しないモードであると考えられ、計算で得られた八重極振動状態が、その候補としてあげられる。さらに、Band 6 からイラスト SD バンドへの崩壊が観測されており、このことは、Band 6 が集団励起状態である可能性を示唆している。

さて、上で述べた Band 6 からイラスト SD バンドへの崩壊について定量的に見積もってみよう。バンド内 E2 遷移の強度が非常に強い (B(E2)=2660 W.u.)、E3 遷移による崩壊で競合するためには、(4) 式の値はあまりにも小さ過ぎる。しかし、この八重極振動状態は、巨大な四重極変形の上に形成されているため、基底状態 (イラスト SD) とのあいだにかなり強い E1 遷移強度をもつと予想される。E1 遷移は、B(E1) の値が小さくても、遷移確率では非常に大きな値となるため、E2 と競合できる可能性がある。

RPA で得られた Band 6 (八重極振動) の状態と RPA 真空 (イラスト) のあいだにもつ E1 の遷移強度は、(4) 式と同様に強結合スキームで評価すると、

$$B(E1; 1^- \rightarrow 0^+) \approx 10^{-3} \text{ W.u.}, \quad (7)$$

となる。E2 との遷移確率の比率は、

$$\frac{T(E1; \text{Band 6} \rightarrow \text{the yrast})}{T(E2; \text{Band 6}; I \rightarrow I-2)} \approx 5 \times 10^4 \frac{E_\gamma^3(E1) B(E1)}{E_\gamma^5(E2) B(E2)}, \quad (8)$$

で、バンド内 E2 遷移  $\gamma$  線と崩壊の E1  $\gamma$  線のエネルギーに依存している (ここで、 $B(E1) \cdot B(E2)$  は単位 W.u. で、 $\gamma$  線のエネルギーは MeV)。実験値  $B(E2)=2660 \text{ W.u.}$ 、 $E_\gamma(E2) = 0.6 \sim 1.5 \text{ MeV}$  を用いて、計算値  $B(E1)=10^{-3} \text{ W.u.}$ 、 $E_\gamma(E1) = 1 \text{ MeV}$  と合わせて (8) 式を見積もると、

$$\frac{T(E1)}{T(E2)} \approx \begin{cases} 2.4 \times 10^{-1} & \text{for } E_\gamma(E2) = 0.6 \text{ MeV}, \\ 2.4 \times 10^{-3} & \text{for } E_\gamma(E2) = 1.5 \text{ MeV}. \end{cases} \quad (9)$$

これから、高スピン領域では E2 が圧倒的であるが、低スピン領域では E1 崩壊も 20% 程度を占めるようになることがわかる。したがって、低スピン領域において、この E1 崩壊を実験で観測することは可能であり、これは、実験データと良く対応している。

以上の結果から、今回の実験 [1] で観測された Band 6 は、SD イラスト・バンド上の八重極振動状態である可能性が高いと考えられ、もしそうであれば、SD バンド上の集団励起モードとして、初めて実験で観測されたものといえ、今後、SD 状態の構造の研究に重要なデータを提供してくれると予想される。

本研究は、松柳研一 (京都大・理)、水鳥正二郎 (Lund 大)、W. Nazarewicz (Oak Ridge) との共同研究に基づくものである。

## References

- [1] P.J. Dagnall et al., Preprint, May 1994; submitted to Phys. Lett. **B**.
- [2] S. Mizutori, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **83**, (1990) 666; **85**, (1991) 559; **86**, (1991) 131.
- [3] T. Nakatsukasa, S. Mizutori and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **87**, (1992) 607; **89**, (1993) 847.
- [4] H. Sakamoto and T. Kishimoto, Nucl. Phys. **A501**, (1989) 205.
- [5] A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol. 2 (W.A. Benjamin, New York, 1975).

## 7. 重核巨大変形状態の核分光

原研 森川 恒安

重核では表面エネルギーとクーロンエネルギーがキャンセルするため原子核の変形には殻効果の寄与がとくに重要となり、原子核が高速回転していなくても巨大変形状態が発現する。これまでにウラニウム-バークリウムの領域で角運動量 $\sim 0$ の核分裂アイソマーとして多くの超変形状態が見いだされている [1]。

核分裂アイソマーの多くはその名のとおり核分裂により崩壊するがトリウム, ウラニウム, ネプツニウムについては $\gamma$ 線による崩壊モードも知られている。しかしこれらの巨大変形状態の上に立つ回転バンドについてはこれまでのところほとんど知られておらず、僅かに $^{236,238}\text{U}$ ,  $^{239,240}\text{Pu}$ の4核種について報告されているのみである [1]。核分裂アイソマーの生成にはこれまで $(n, \gamma)$ ,  $(d, p\gamma)$ ,  $\beta_-$ 崩壊,  $EC$ などの反応がもちいられてきたが、たとえば $(d, p\gamma)$ 反応などでは生成断面積が $\sim 1 \mu\text{barn}$ と小さく、また利用可能な標的核にも制限があるため実験は容易ではない。このため重核領域の超変形状態の実験的研究はあまり進んでいないのが現状である。一方、最近の理論計算 [2] では $^{232}\text{Th}$ 核において超変形状態( $\beta_2 \sim 0.6$ )だけでなく、空間反転対称性を破った極超変形状態( $\beta_2 \sim 0.85, \beta_3 \sim 0.35$ )の存在が予想されるなど実験的研究の進展が期待されている。

本研究では重核巨大変形状態へのあたらしいアプローチとして重イオンによるクーロン励起の手法を提案する。図1に示すようにこれはポテンシャルのSecond minimum内の励起状態をクーロン励起により生成しようとするものである。このような手法が可能であるかどうか、すでに知られている核分裂アイソマーについてクーロン励起断面積の計算をおこなった。その結果Second minimumへの断面積は従来の手法の約10倍( $\sim 10 \mu\text{barn}$ )程度であり、実験手法としてかなり有効なものとして期待できることがわかった。もしこの手法が実用化できれば超変形状態(Second minimum)に関する $B(E2)$ ,  $Q$ -momentといった物理量を直接測定することが可能となる。

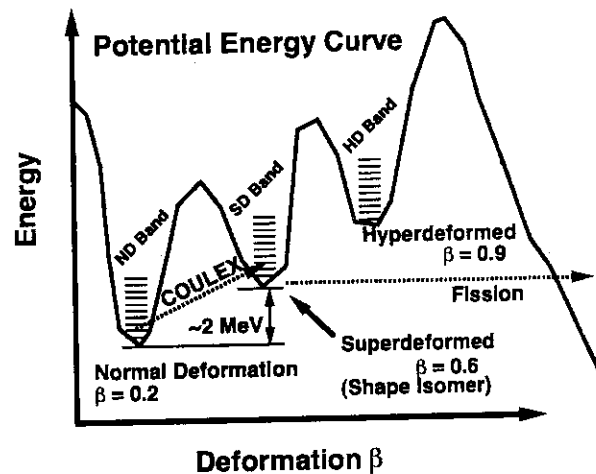


図1. クーロン励起による重核巨大変形状態の生成の概念図。

重核の超変形バンドでは遷移エネルギーが小さく、かつ  $Z$  が大きいために内部転換係数が大きくなる。このため  $\gamma$  線だけでなく内部転換電子の測定が極めて重要となる。(この目的のため我々は電子線検出器の開発もおこなっている [3]。) またクーロン励起断面積を決定するためには核分裂崩壊の収量も測定する必要がある。したがって実際の測定では高分解能クリスタルボール、核分裂片検出器、電子線検出器等を効果的に組み合わせることが必要である。

このあたらしい手法の実現の可能性を確かめるために我々は  $^{238}\text{U}$  の核分裂アイソマーのクーロン励起実験を計画している。ここでは  $^{32}\text{S}$  のパルスビームを用いた RF 遅延同時係数法による核分裂片の測定を試みる。図 2 に示すように  $^{238}\text{U}$  の反跳核を前方に配した捕獲膜で止め、そこから放出される核分裂片を後方散乱粒子及び RF 信号との三重同時係数をおこなう。これによりクーロン励起にともなう核分裂事象を S/N 良く測定できることが期待される。仮に励起断面積が  $\sim 10 \mu\text{barn}$  あったとすると  $^{238}\text{U}$  の  $1 \text{ mg/cm}^2$  標的に  $10^{10}$  pps のビームを照射したとして 3 日間の実験で期待される核分裂アイソマーの生成は  $\sim 5.4 \times 10^4$  個となる。これに検出効率(数% ~ 数10%)がかかったとしても最低、数百個イベントの収量が期待できるため充分検出可能だと考える。

### Experimental Setup

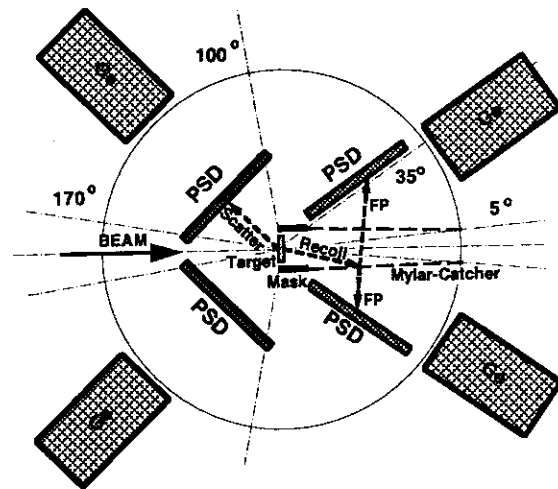


図 2. クーロン励起にともなう核分裂事象測定のための実験セットアップ。

### References

- [1] R.B. Firestone and B. Singh, Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission Isomers, ver. May 13, 1994.
- [2] S. Ówiok *et al.* Phys. Lett. **B322**, 304 (1994).
- [3] M. Kidera, this proceeding.

## 8. First Observation of *K*-Isomer COULEX with $^{174}\text{Hf}$ -Isomer Beam

T. Morikawa, JAERI

我々は理研リングサイクロトロンの大強度重イオンビームによる逆運動学的核融合反応で生成した高スピンアイソマービームをもちいたあたらしい実験手法を開発してきた。[1] 従来の核分光実験の手法では実現できないエキゾチックな状態への極めてユニークなプローブとして、大きな内部角運動量をもった二次ビームの利用を目指している。とくに高スピンアイソマーのクーロン励起や二次核融合反応による低温複合核 → 超高スピン状態の生成を当面の目標としてきた。

今回我々は図1に示した二次ビーム生成用の反跳核分離システムをもちいて $^{170}\text{Er}$ ビーム (1 ~ 2 pnA, 7 MeV/u) と $^9\text{Be}$  一次標的 (1.8 mg/cm<sup>2</sup>) の組み合わせにより $^{174}\text{Hf}$ の $K^\pi = 8^-$ アイソマーを生成し、アイソマー上に構築された集団励起状態のクーロン励起を試みた。図1中のF2位置に $^{208}\text{Pb}$  (2 mg/cm<sup>2</sup>)の二次標的を置き、前方と後方にそれぞれPPACとGe検出器を配置して散乱粒子とプロンプト $\gamma$ 線の同時係数による測定をおこなった。散乱槽の外側にはNaIシンチレータを配置し、アイソマー上の励起準位からの遷移を識別するためにアイソマー崩壊による遅延 $\gamma$ 線も同時に取り込んだ。また一次ビームと二次ビームの magnetic rigidity の差が小さく二次ビームへの一次ビームのもれこみを完全に抑えることが困難だったため、リングサイクロトロンの18 MHzのRF信号とPPACとの間のTOF情報をもとにOffline解析で一次ビームの成分をとりのぞいた。最前方にはキャッチャーと6台のGe検出器を配置してアイソマーの崩壊 $\gamma$ 線を測定した。その収量からもとめたアイソマービームの平均の強度は $1.7 \times 10^3$  ppsであり、これをもちいて励起断面積の normalizationをおこなった。

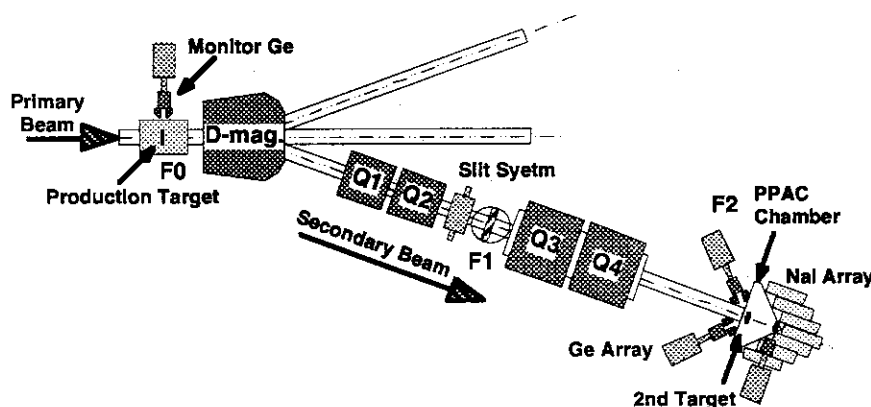


図1. 高スピンアイソマービーム実験のためのコースレイアウト。

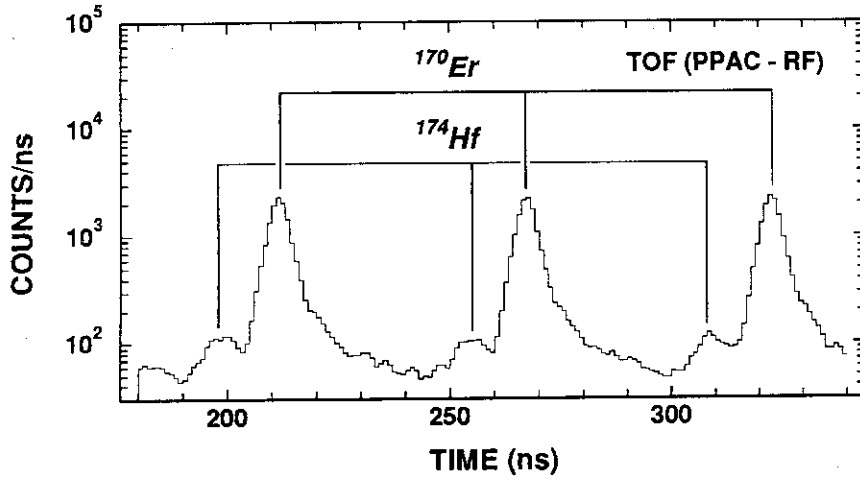


図2. RF と PPAC の間の TOF スペクトル。一次ビームと高スピンアイソマービームにそれぞれ対応した2種類のピークが観測された。

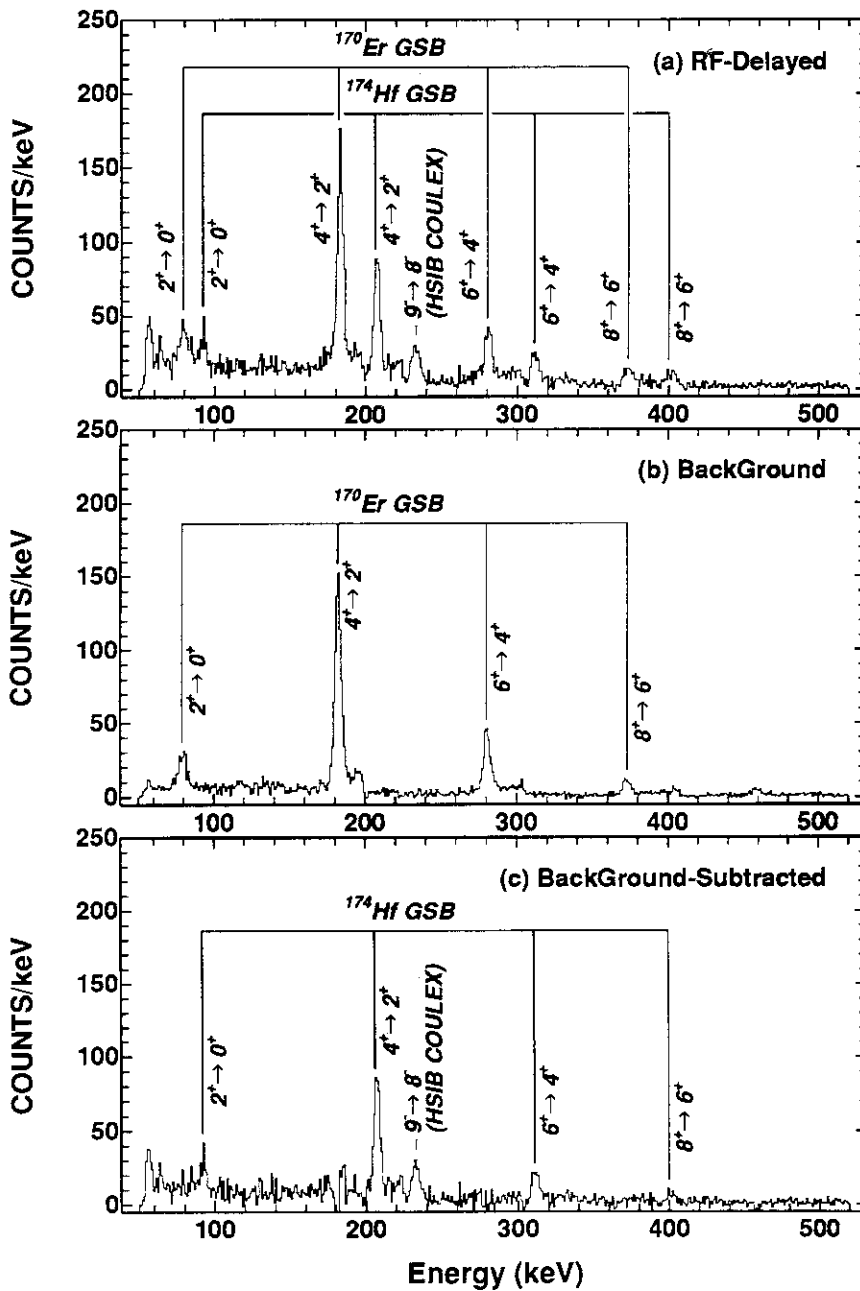


図3. TOF(図2)の $^{174}\text{Hf}$ のピーク(a)とそれ以外の部分(b)でゲートした $\gamma$ 線スペクトル。(c)は(a)から(b)を差し引いたもの。

図2に示すように TOF スペクトルには一次ビームと二次ビームに対応する2種類のピークが観測された。このTOF情報でゲートした $\gamma$ 線スペクトル(図3)から、 $^{174}\text{Hf}$ と $^{170}\text{Er}$ が完全に分離できることがわかる。 $^{174}\text{Hf}$ については基底バンドの $8^+$ までのメンバーとともに232 keVの位置にアイソマー上の第一励起状態である $9^- \rightarrow 8^-$ の $\gamma$ 線が観測された。このピークはNaIによる遅延 $\gamma$ 線でゲートしたばあいにも見えており、アイソマー上の集団励起状態に対応していると考えられる。このCOULEX実験で今回観測された $^{174}\text{Hf}$ のレベルスキームを図4に示す。今回の実験データでは統計が充分ではなく、また系統誤差の評価がまだ完全ではないものの $\gamma$ 線の収量からもとめた $8^- \rightarrow 9^-$ の励起断面積はかなり大きな値を示しており $K^\pi = 8^-$ バンドは基底バンド( $Q_0 = 7.2b$ )と同程度かそれ以上の $Q_0$ をもっていると考えられる。一方 $\Delta I = 2$ 励起に対応する $10^-$ 準位からの $\gamma$ 線は観測されなかった。回転模型によると $K$ の大きな回転バンドでの $E2$ 遷移は $\Delta I = 2$ よりも $\Delta I = 1$ のほうがよくなるが、今回の実験データもそうっており、 $K^\pi = 8^-$ バンドにおいて $K$ がよい量子数であることを示唆している。

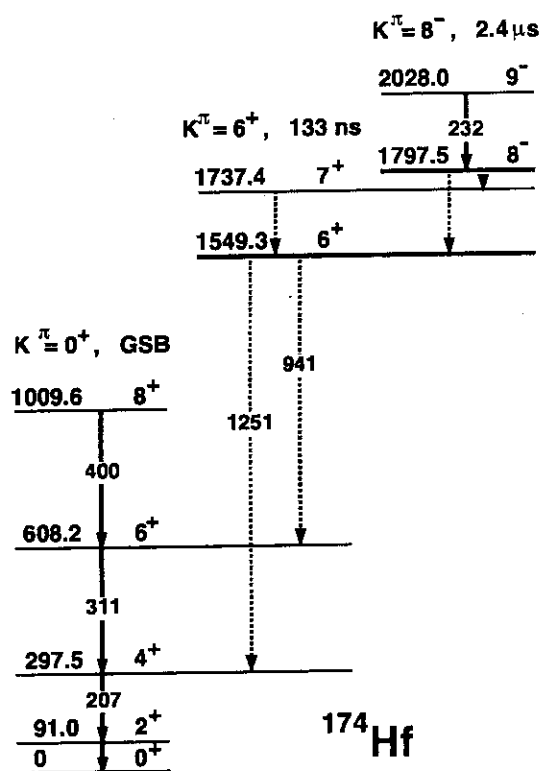


図4. 今回観測された $^{174}\text{Hf}$ の準位図。実線の矢印はCOULEXにともなう $\gamma$ 線を示す。破線はアイソマーの崩壊 $\gamma$ 線である。

Hf-W領域の $K$ -アイソマーについてはクリスタルボールを用いた最近のインビームの実験から $K$ -選択則を大幅に破った崩壊モードの存在が明らかになってきている。[2] またJ.H. Hamiltonらにより報告された $^{178}\text{Hf}$ の基底バンドからのクーロン励起による $K^\pi = 8^-$ アイソマー生成[3]のメカニズムも依然解明されていない。古典的な $K$ -アイソマーとしての描像がもはや成立していないことをこれらは示しておりIsomerisimを理解する上でのきわめて重要な問題と考えられる。

欧州においても $^{178}\text{Hf}$ の $K^\pi = 16^+$ アイソマーを核分光実験のための高スピントラゲット( $T_{1/2} = 31y$ )として利用する野心的な試みがすでにスタートしているが、今回の我々の実験手法では一次ビームと一次標的の組み合わせにより多種類のアイソマービームを生成できるという利点がある。また統計を上げることでアイソマー上での多重励起を角分布とともに測定し $B(E2)$ や $Q$ -momentを測定することが可能になると考えられる。

## References

- [1] Y.Gono *et al.*, Nucl. Phys., **A557**, c341 (1993).
- [2] B. Crowell *et al.*, Phys. Rev. Lett., **72**, 1164 (1994).
- [3] J.H.Hamilton *et al.*, Phys. Lett. **122B**, 327 (1982).

## 9. $^{100}\text{Sn}$ をめざしたガンマ線スペクトロスコピー

東工大総合理工 小川 雅生

### 1. はじめに

1994年はGSIとGANILにおいて $^{100}\text{Sn}$ が発見され、核物理の分光学にとって画期的な年である。GSIでは6カウントの $^{100}\text{Sn}$ から $\beta$ 半減期が1秒という数値を引き出し、いよいよ $^{100}\text{Sn}$ およびその近傍核が分光学のターゲットとなってきた。そこで、日本におけるクリスタルボールを想定する場合、 $^{100}\text{Sn}$ をめざしたガンマ線分光をきっかけとしてどのような可能性があるのかを少し考えてみた。

### 2. $^{100}\text{Sn}$ 近傍の $\gamma$ 線分光

インビーム計測が行われた最も軽いSnのアイソトープは $^{104}\text{Sn}$ である。これよりも軽いものを目指す場合を推定してみる。 $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$ 、 $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$ といった反応の場合に予想される反応断面積を表1に示す。なお、 $^{100}\text{Sn}$ に対する数値はGSIで行われた核破砕反応における実験値である。楽観的な評価として、クリスタルボールの $\gamma$ 線検出効率を10%と仮定すると、 $^{102}\text{Sn}$ の $2^+ \rightarrow 0^+$ の $\gamma$ 線の割合は $2 \times 10^{-4}$ で、全体の計数率は5 cpsとなる。この計数率の100分の1としても、高性能すなわち検出効率が高く、しかも速い計数に対応できるシステムがあれば、 $^{102}$ 、 $^{103}\text{Sn}$ がインビーム分光の対象となるのは可能であろう。

	$\sigma$ Fusion (mb)	反応生成率 (s <sup>-1</sup> )	T <sub>1/2</sub> (s)
$^{105}\text{Sn}$	30	$8 \times 10^3$	$31 \pm 6$
$^{104}\text{Sn}$	10	$3 \times 10^3$	
☆ $^{103}\text{Sn}$	1	$3 \times 10^2$	$7 \pm 3$
★ $^{102}\text{Sn}$	0.2	50	
$^{101}\text{Sn}$	0.008	2	
$^{100}\text{Sn}$	5 pb		
Total	1000	$3 \times 10^5$	

表1 反応断面積と生成率。 $^{58}\text{Ni} + ^{54}\text{Fe}$ または $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$ の融合反応、ターゲット厚さ $4 \text{ mg/cm}^2$ 、ビーム電流は $1 \text{ particle} \cdot \text{nA}$ を仮定した。



### 3. ガンマ線分光における日本のオリジナルは？

実際に核構造を調べるインビーム実験を計画する場合、その状況に応じて様々な測定手法が用いられる。しかし、ほとんど全ての測定技術は外国で考案されたものである。クリスタルボールもそうしたものの典型である。他方、日本で開発されたものもある。(p, n  $\gamma$ ) 反応に励起関数測定を適用する方法、荷電粒子多重度フィルターとして機能するSiBox、高スピニングアイソマーの2次ビームによるクーロン励起などである。低エネルギー原子核物理の分野でも多数の検出器と大容量計算機を組み合わせた巨大装置が普通になりつつあるが、コンパクトで特長のある測定装置による身軽な測定も忘れてはならないと思う。

### 4. クリスタルボールに対する個人的な考え方

イ) 日本でも1セットは必需品として必要。

既存の装置のコピーでもよいが、比較的コンパクトなもの。これの利点は早く実現でき、維持費が安いことである。そして、プランジャー、SiBox、LinearPolarimeterなどを組み込むことができるもの。

設置場所はどこか1ヶ所に決め、1ヶ月に1週間位は利用できる体制を作る。

Ge検出器は常時、例えば3 keV以上の分解能を保證できるような維持補給の予算措置が望まれる。

ロ) 世界に誇ることができるもの。

世界に既存もしくは計画中のものと比較しても最大級and/or構造に特長があるもの。

これの利点は明らかであるが、以下のマイナスもある。完成までに時間がかかり、成果を出しにくい状況に追い込まれる。Ge検出器の更新を含めた維持費は巨大となり、十分な性能を数年間にわたり保持することの見通しが暗い。

ハ) 外国の施設に出かける

我が国は独自のボールを持つ代わりに、NordBallを利用するという選択を過去に行っている。この路線を継続することも原理的に可能である。NBIとの共同利用研究が終了しようとしている現在、新規開拓が必要である。例えば、イタリアのLegnaroのGASPは一つの候補地であろう。

私個人としては(イ)が早く実現することを願っています。

### 5. ささやかな提案

コンパクトなクリスタルボールの中央にはSiBoxを装備することは当然として、図1に示すようにターゲットに蓄積したRIの寄与を押さえるために回転ターゲットを仕込む。 $\gamma$ 線のタイプがE型かM型かを判定するためのポラリメーターを入れる。この場合、薄型のシングル結晶の検出器を1組用意するか、クリスタルボールのGe検出器の配置をポラリゼーションの情報が得られるものとする。

もしも、世界に向けて特長のある装置を考えるならば、ボールを巨大な中性子フィルターでシールドする(図2)。NE213液体シンチレーターの厚さが1 m、すなわち中性子検出効率が99%、全立体角が90%とし、40個のセグメントに分割された場合の同時計数の確率を計算した結果を図3に示す。横軸は同時計数の多重度

であり、パラメーターのMは反応チャンネルの中性子多重度である。Mが2離れたチャンネルの分離はよいが、Mが隣のチャンネルの分離は $N=40$ でも不完全である。しかし、Mが1異なるチャンネルの相対比較から反応チャンネルの同定は可能である。

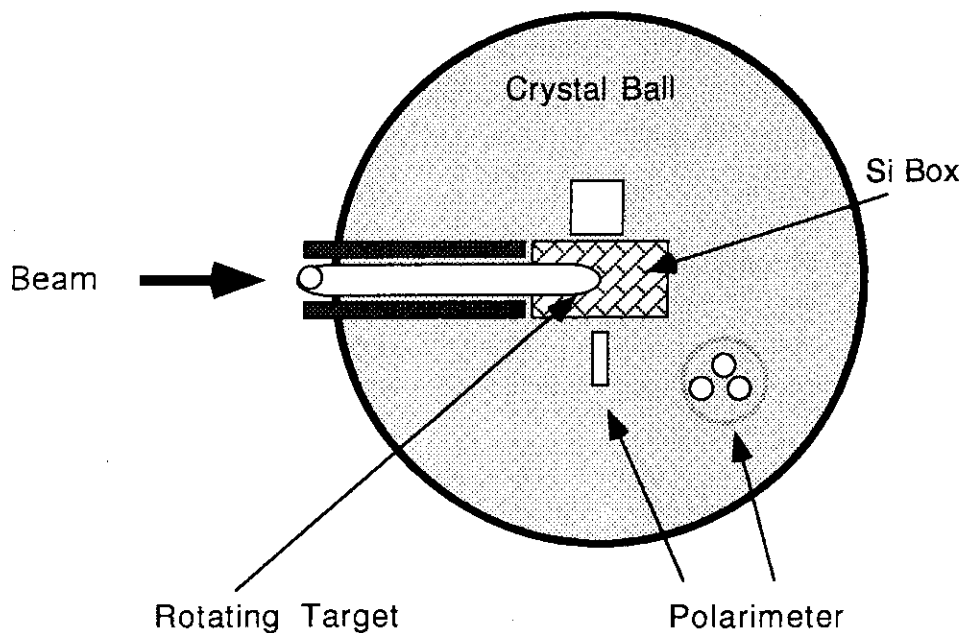


図1 クリスタルボールに組み込む回転ターゲット、SiBox、ポラリメーターの模式図。

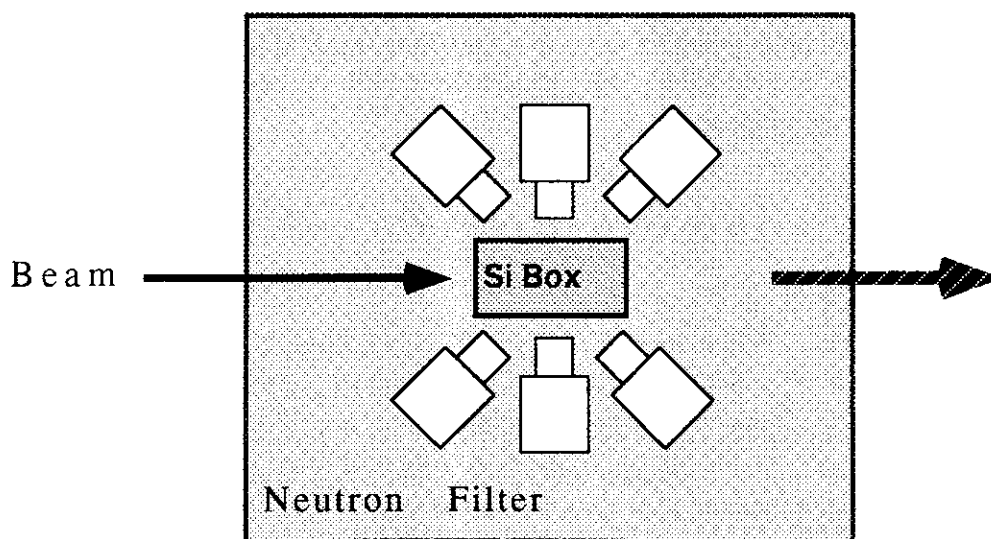


図2 中性子フィルターで囲むボール系の概念。

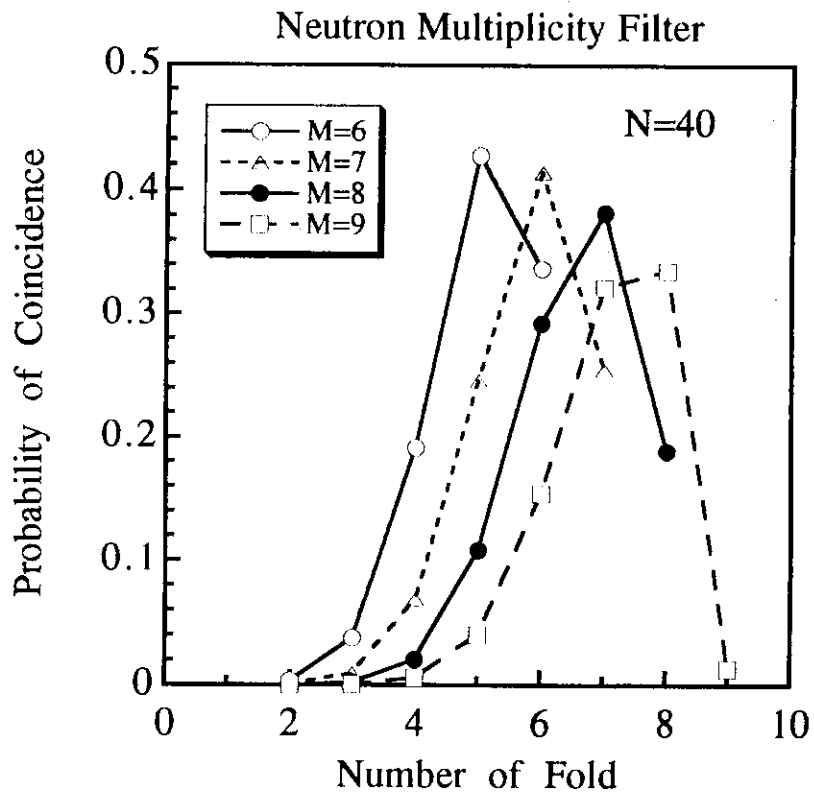


図3 セグメント数 $N = 40$ の中性子多重度フィルターの同時計数確率の計数多重度依存性。 $M$ は反応チャンネルの中性子放出数である。



$\gamma$ 線検出器系を使った実験により、従来 $\gamma$ 遷移の良い選択則であると考えられていたK選択則が大きく破れた遷移が次々に見い出され、それらについて新しい解釈が求められている。最初に指摘されたのは、 $^{182}\text{Os}$  の  $K = 25$  のアイソマーが直接  $K = 0$  の基底状態バンドの  $24^+$  に遷移している例 [2] である。従来は、実験則として  $\log F_w = 2(\Delta K - \lambda)$  (但し、 $F_w = (T_{1/2}^{\gamma \text{ exp}})/(T_{1/2}^{\gamma \text{ Wu}})$ ,  $\lambda$  は遷移の多重度) というRusinov's Rule [3] が知られており、 $^{182}\text{Os}$  の  $K = 25$  から  $K = 0$  の遷移に適用すれば  $\lambda = 1$  なので  $F_w = 10^{48}$  となり高感度 $\gamma$ 線検出器系といえども検出不可能な筈である。これに続いて、 $^{174}\text{Hf}$  [4],  $^{176}\text{W}$  [5] の  $K = 14$  アイソマーについても Rusinov's Rule からかけ離れた遷移が多数見い出された。これまではK選択則は小さな破れしか見つかっていなかったので Coliori's Mixing ( $\Delta K = 1$  の状態を混合する) 程度で説明されて来た。しかしながら、特に  $^{176}\text{W}$  の例では  $K = 14$  アイソマーが  $\Delta K$  が小さい状態へよりも、 $\Delta K$  が大きい状態へより多く遷移しているという、従来のKアイソマーに関する理解を越えた遷移形態を示して真に新たな解釈が必須であった。

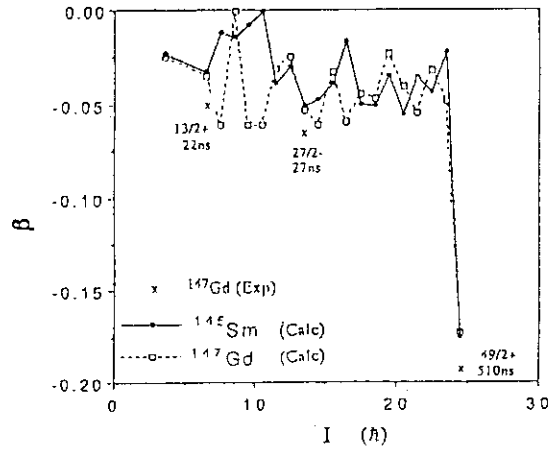


図2 変形パラメーターのスピンの依存性

これらの異常遷移についての解釈は、

ある場合には、 $\Delta K$  が大きい2つの状態の中間の励起エネルギーに回転整列した状態が存在し、回転整列した状態は  $K = 0$  から  $K = K_{\text{max}}$  の状態の混合した状態であることから、この状態を介しての遷移であるとして理解出来る場合もあるが、 $^{176}\text{W}$  のような例ではこのような解釈も不十分で、現在までのところ、この原子核の  $I = 14$  では  $\gamma = 0$   $\gamma = -120$  にポテンシャルミニマムがあり、 $K = 14$  アイソマーはそれら2つの形状状態の混合状態として記述出来、寿命及び遷移の形態はポテンシャル障壁の透過率に支配されているという解釈[6]が有力である。

この解釈は、核分裂アイソマー (シェイプアイソマー) の解釈と同じであり、 $N = 83$  同調体の高スピンアイソマーもシェイプアイソマーであれば同様な解釈が可能であろうと考えられる。

最後になりましたが、これらの実験は九大、理研、原研、東工大、千葉大、千葉工大、放医研、の共同研究であり、特に、 $^{145}\text{Sm}$ ,  $^{144}\text{Pm}$ ,  $^{146}\text{Eu}$  の異性体の崩壊様式に関しては、夫々小田原 (九大)、張玉虎 (中国近代物理学研究所)、井手口、柴田 (九大) の解析によるものであることを申し添え、あらためて共同研究者諸氏に感謝いたします。

#### 参考文献

- [1] A.Odahara et al., submitted to Z.Phys.August 1994
- [2] P.Chowdhury et al., Nucl.Phys.A485,136(1988)
- [3] L.I.Rusinov, Soviet Physics Usp.4(1961)282
- [4] P.M.Walker et al., Phys.Rev.Lett.65,416(1990)
- [5] B.Crowell et al., Phys.Rev.Lett.72,1164(1994)
- [6] T.Bengtsson et al., Phys.Rev.Lett.62,2448(1989)

## 11. 異形状共存現象の微視的理解

東大核研 岩沢 和男, 坂田 文彦, 寺崎 順

原子核における変形共存現象を微視的に理解するためには、まず、数多くの Hartree Fock (HF) 状態を見いだすことが必要である。しかるに、通常用いられる断熱近似の下では準位交差等の問題が発生する事はよく知られている。その問題を回避する為に導入される現象論的処方としての透熱基底は、しかし、微視的な基礎付けを与えられてはいない。

そこで我々は、まず、断熱近似の微視的な意味を理解するために、 $SU(3)$  model に対する constraint (C-)HF 問題を、time-dependent (TD-)HF 多様体中で解析した [1]。(但し、簡単の為に対相互作用は無視した。) その結果、次の事が明らかになった。CHF 方程式の解は TDHF 多様体中に微分可能な解曲線 (空間) として複数存在し、全ての HF 状態は、必ずいつれかの解曲線に含まれる。また、拘束条件  $(\hat{Q}) = Q$  は、TDHF 多様体中の解曲線を  $Q$  空間に射影する。この対応が 1 対 1 ではないことが、 $Q$  空間での CHF 解曲線の新たな多価性を引き起こし、また、場合によっては “band cross” を発生させる。

断熱近似の下で得られる CHF 方程式の解は、「射影された解曲線群の抱絡線」であり、本来の「微分可能な解曲線」の不連続な部分集合となっている。従って、断熱近似の下で得られた CHF 解を、系の dynamics を支配する global な Potential Energy Surface と考えるべきではない。

この model 計算の結果をふまえて我々は、自己無撞着な HF 状態を数多く見いだす事の出来る新たな計算方法を開発した [2]。「TDHF 多様体の微分可能性」と先に得られた「CHF 解の連続性」を重視するこの計算方法は、エネルギー的に最安定な状態を求める通常の方法とは異なり、ある特定の状態 (参照状態) に最も近い構造をもつ HF 状態を与える。この方法を用いると、励起状態に対応する数多くの HF 状態のみならず、拘束条件に対する連続的な CHF 解を求めることも、また、異なる CHF 解に移る「透熱的処方」も実現できる。我々が「状態参照法 (Reference State method)」と呼ぶこの方法の現実の原子核に対する有効性を、Skyrme III を用いて確認した。

## References

- [1] Phys. Lett. B339 (1994) 1
- [2] Prog. Theor. Phys. 92 (1994) 1119

## 12. 深部非弾性散乱を用いたインビーム $\gamma$ 線核分光

原研 石井 哲朗

陽子過剰核は、重イオン核融合反応を利用したインビーム  $\gamma$  線核分光法などにより、陽子放出曲線近傍の核種まで研究が進みつつある。一方 中性子過剰核は、これまでUなどの核分裂片を通して調べられてきたに過ぎず、その高スピン状態はほとんど分かっていない。原研タンDEM加速器では超伝導ブースターの完成により、Geで10MeV/n, Iで7MeV/nのビームが得られ、深部非弾性散乱を利用した実験が可能となった。ここでは、深部非弾性散乱を用いた中性子過剰核のインビーム実験を提案する。

深部非弾性散乱では、プロジェクトイル様とターゲット様の分裂片が生成される。核反応中にプロジェクトイルとターゲットの間で多核子が交換し、両者の電荷(N/Z)が平衡に近づく傾向にある。このため、一般にはプロジェクトイル様の分裂片が中性子過剰核になる。そこでプロジェクトイル様分裂片のインビーム  $\gamma$  線を観測することを検討した。

例えば10MeV/nのGeビームをPbのターゲットに入射した場合には、数bの断面積で深部非弾性散乱が生じる。しかし深部非弾性散乱では、分裂片の原子番号と質量数が広い範囲にわたって分布するために、対象とする核種の断面積は数mb以下になってしまう。またクーロン励起や核融合反応で生ずる  $\gamma$  線が、中性子過剰核のインビーム  $\gamma$  線を観測するのに大きな障害となる。

深部非弾性散乱で生じた分裂片から放出されるインビーム  $\gamma$  線のみを観測するために、分裂片がグレージング角度付近に集中して放出されることを利用する。実験装置は、ターゲットから数cm離れたところに環状型のSi検出器を置き、グレージング角度近傍のみプロジェクトイル様分裂片が入射するようにする。一方ターゲットの周りには  $\gamma$  線の遮蔽を施し、Si検出器で止まってから放出される  $\gamma$  線のみをGe検出器で観測するように装置を組む。この装置により、深部非弾性散乱以外のチャンネルで発生する  $\gamma$  線を落とすことができ、数mb程度の断面積をもつ核種からのインビーム  $\gamma$  線の観測が可能になると考えている。ただし、ターゲットからSi検出器まで飛行するのに数ns要するために、nsアイソマーからの  $\gamma$  線のみが観測の対象となる。

将来は、プロジェクトイル様分裂片の検出器として  $\Delta E-E$  型のものを使用し、分裂片の原子番号を識別することも検討事項になるであろう。さらに検出器をセグメントに分けて位置の情報を得、クリスタルボールとを組み合わせてインビーム実験をすることも可能となるであろう。ただし、プロジェクトイル様分裂片の速度は  $\beta \sim 0.1$  であり、 $\gamma$  線のドップラーシフトによる広がりを小さくすることが肝要である。

### 13. 核分裂片の $\gamma$ 線核分光

原研 初川 雄一

中性子過剰核の研究には通常の核反応を用いたのではその生成が困難であるため古くから核分裂片が用いられてきた。近年、深部非弾性散乱による中性子過剰核の研究が行われるようになったが依然として核分裂はこの領域においては大変有力な研究手段である。特に  $^{252}\text{Cf}$  や  $^{248}\text{Cm}$  の自発核分裂を用いればビームタイムに依存せずに実験が出来るという利点がある。さらに核分裂片の平均のスピンの約 7 h であり 12 h くらいまでは十分観測可能な範囲で分布している。核分裂では約 200 種類程の中性子過剰核が質量数 80 から 165 くらいの広い範囲にわたって生成し、その質量分布は図 1 に示すように質量数

90 から 100 と 130 から 140 を頂点とする 2 つ山の構造をしている。核分裂核種の違いは軽い分裂片の質量数に顕著に表れ 1% 以上の収量のある核分裂片はウランでは  $84 < A < 105$  であり、カリホルニウムでは  $93 < A < 118$  である。このことからカリホルニウムは  $A = 110$  近傍の変形核の研究に適しておりウランのデータは  $N = 50$  の中性子閉殻近傍の研究に適していることが解る。さらにそれぞれの質量数における電荷分布を考慮する。一例と

し  $^{235}\text{U}$  の中性子誘起核分裂における質量数 93 の分裂片の電荷分布を図 2 に示す。

$^{93}\text{Kr}$ ,  $^{93}\text{Rb}$ ,  $^{93}\text{Sr}$ ,  $^{93}\text{Y}$  の 4 核種の収率が得られているがこれらはガウス型の分布として表すことが出来る。ちなみに未知核種である  $^{93}\text{Br}$  の収率は  $^{93}\text{Kr}$  の 1/50 程度であることが予想されるため、未知の中性子過剰核の研究には一層の検出感度の向上が望まれる。核分裂によって得られる核種の質量分布、電荷分布を核図

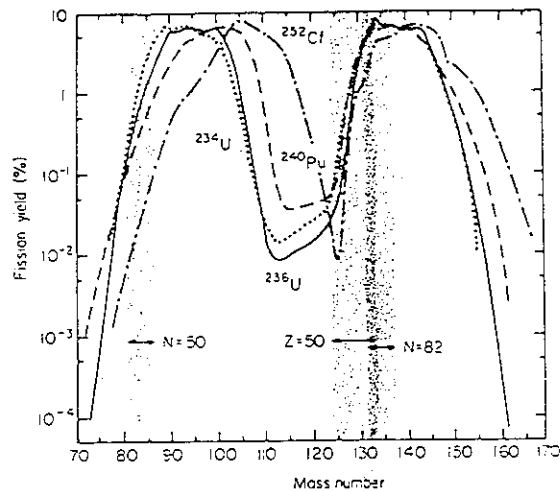


図 1 1) Fission product mass yield curves for thermal neutron-induced fission of  $^{235}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ , and  $^{240}\text{Pu}$  and spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . Shaded areas indicate approximate positions of nuclear shell edges. Curves are denoted by the symbol of the fissioning nucleus.

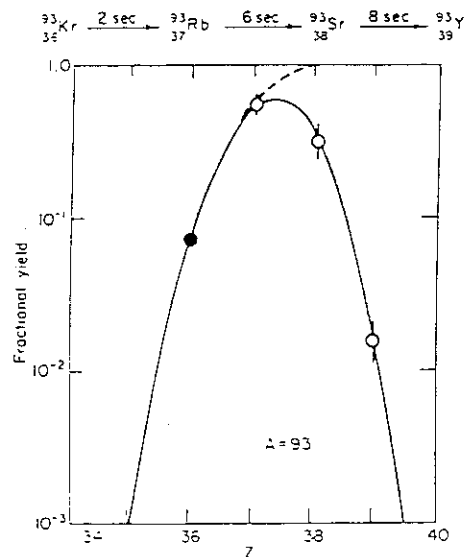


図 2 1) Charge dispersion for products with  $A = 93$  from thermal neutron fission of  $^{235}\text{U}$ :  $\circ$  independent yield,  $\bullet$  cumulative yield, (—) Gaussian for the independent yields, (---) for cumulative yields. [After Wahl (1965).]



表上に投影すると図3のようになる。これは $^{235}\text{U}$ の中性子誘起核分裂によって生ずる核分裂生成核種の分布で中重核領域の中性子過剰核を広く網羅していることが解る。次に分裂片の同定について考えてみる。核分裂では様々な核種が放出されるためどの核種から放出された $\gamma$ 線であるかを同定することが必要である。一般には図4に示すように2つの半導体検出器で核

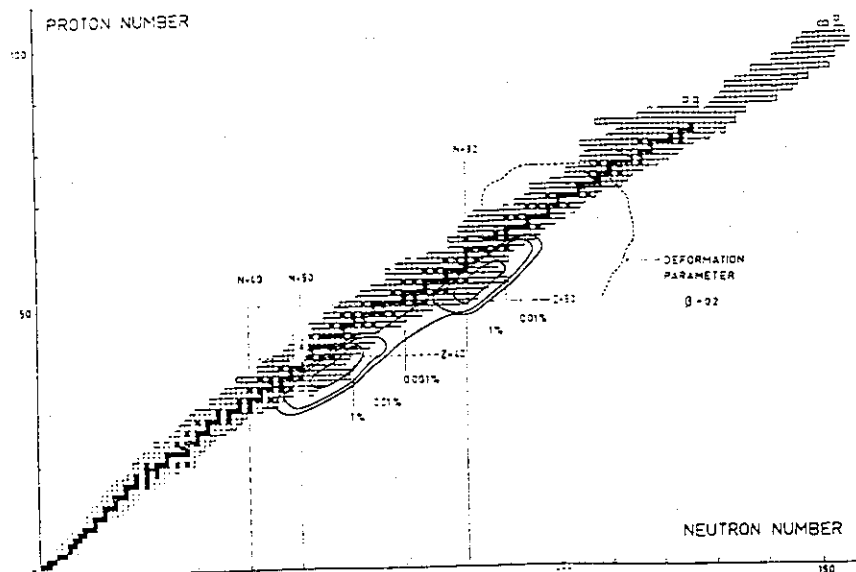


図3) Survey of known nuclides. Stable nuclei are represented by solid squares and radioactive ones by open squares. The contours of the mass yield distribution populated in fission of  $^{235}\text{U}$  are indicated (from Borg *et al.*, 1971, with permission of North-Holland Publishing Co., Amsterdam).

分裂片のエネルギーを測定しさらにGe検出器で核分裂片との同時計測により $\gamma$ 線を測定する。それぞれの核分裂片のエネルギーと質量との関係は次のようであり分裂片のエネルギーからそれぞれの分裂片の質量を求めることが出来る。

$$E_1 M_1 = E_2 M_2 \quad (1)$$

$$M_1 + M_2 = M_f \quad (2)$$

$E_{1,2}$ ,  $M_{1,2}$  はそれぞれ核分裂片のエネルギーと質量を表し、 $M_f$  は核分裂核種の質量を表す。(ただし正確には蒸発中性子の補正が必要である。) これにより $\gamma$ 線の発せられた核分裂片の質量を同定することが出来る。しかしこの方法にはいくつかの問題点がある。その一つは飛行中の核種から発せられる $\gamma$ 線を測定するために $\gamma$ 線のドップラー補正を行わなければならないためその分解能に限りがある。また2つの核分裂片を分解能良く測定するためには非常に薄い測定試料を用いなければならないが、これは技術的に困難だけでなく放射線防護上の危険性も伴う。これに対して最近マンチェスター、アルゴン、パーデュ、ノートルダムのグループ<sup>3)</sup>は核分裂片の粒子同定を行う代わりにクリスタルボール検出器による $\gamma-\gamma$ 同時計測を用いることにより $\gamma$ 線を発した核種の同定を行い成果を上げている。

実験は $^{248}\text{Cm}$  5 mg  
( $6.5 \times 10^4$  fission/sec)を塩化カリウム中に混ぜ600 MPaの圧力を加えてペレットを作りこれを線源とする。

$^{248}\text{Cm}$ の自発核分裂から生じる核種は軽いフラグメントでは $Z=41$ ,  $A=103$ が最も多くなるが、これは $^{252}\text{Cf}$ の $Z=43$ ,

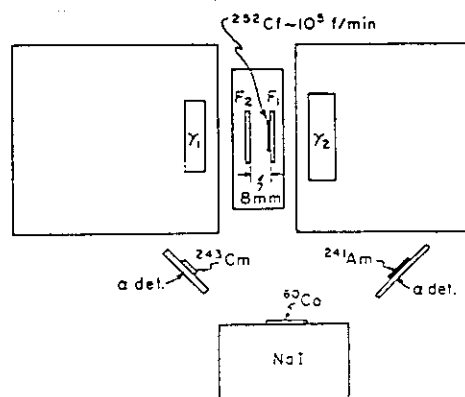


図4) A schematic representation of an experimental configuration used for four parameter ( $F_1$ ,  $F_2$ ,  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ) coincidence measurements of prompt radiations from the fission of  $^{252}\text{Cf}$ . The sources and detectors indicated on the bottom of the figure are used for external gain stabilization of the photon detectors (from Cheifetz *et al.*, 1970a).

A=107と比べてA=100近傍の変形領域の研究に適していることを示す。ペレット線源中では核分裂片は $10^{-12}$ sec程度で止まるため $\gamma$ 線のドップラーブロードニングは非常に小さくなる。核種の同定について $^{103}\text{Zr}$ ,  $^{104}\text{Zr}$ を例に考えてみる。 $^{248}\text{Cm}$ の自発核分裂では $M_1+M_2=248-v$ ,  $Z_1+Z_2=96$ である。そこで比較的軽いBa同位体( $Z=56$ )の $\gamma$ 線でゲートをかけるとその相補的な核種として非常に中性子過剰なZr( $Z=40$ )の $\gamma$ 線が得られる。図5-aは359keVの $^{142}\text{Ba}$ の $\gamma$ 線にゲートをかけて得られたスペクトルである。この中に101から104までのZrの同位体からの $\gamma$ 線が観測される。次にこのZr同位体の同定を検証するためにそれぞれのZrの $\gamma$ 線にゲートをかけ核分裂における相補的な核種であるBa同位体の観測を行う。 $^{104}\text{Zr}$ と思われる140 keVの $\gamma$ 線でゲートをかけると140-143のBaの $\gamma$ 線が見える(図5-b)が、 $^{103}\text{Zr}$ と思われる109 keVのゲートでは141-144のBaの $\gamma$ 線が見える。(図5-c) このことは  $M_1+M_2=248-v$ , 蒸発中性子数 $v$ は1-5ということと矛盾しない。さらにZr同位体の $\gamma$ 線でゲートをかけて観測されるBa同位体のそれぞれの収量を $\gamma$ 線の強度から見積もり荷重平均をとり、Zr同位体毎にBa同位体の平均質量をプロットした。(図6-a) Ba同位体の平均質量のスムーズな変化は新核種であった $^{103}\text{Zr}$ ,  $^{104}\text{Zr}$ の同定が確かであったことを示している。同様の手法でXe-Moについても実験を行い(図6-b)  $^{107}\text{Mo}$ ,  $^{108}\text{Mo}$ の発見にも成功している。

今後、原研においてもクリスタルボールを用いた核分裂片の $\gamma$ 線核分光により中性子過剰核の核分光学的研究が進まされることを期待する。

【文献】

- 1) R. Vandenbosch, J.R. Huizenga, "Nuclear Fission", Academic Press, New York and London, 1973
- 2) E. Cheifetz and J.B. Wilhelmy, "Delayed Spectroscopy from Fission" in Nuclear Spectroscopy and Reactions part C (J. Cerny Ed.) Academic Press, New York and London, 1974
- 3) M.A.C. Hotchkis et. al, Nucl. Phys., A530, 111(1991)

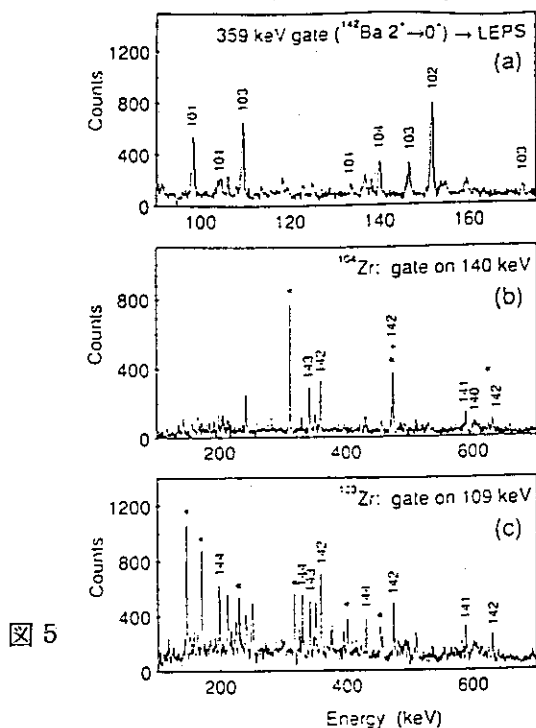


図 5

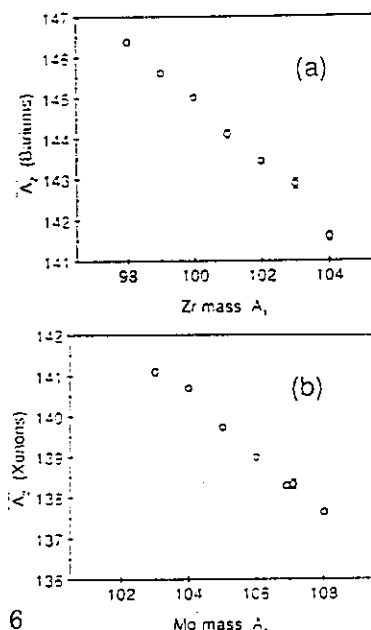


図 6

## 14. 筑波大グループの実験プランとその物理

筑波大物理 古野 興平

### 要 旨

筑波大学ではこれまで S や Cl までの重イオンビームを用いて質量数  $A \sim 130$  領域の核構造の研究を行ない、奇奇核に於ける低スピン signature inversion の問題や、偶偶核の低励起ガンマバンドに於ける M1 遷移の寄与を調べて来た。これらの問題は原子核の  $\gamma$  変形との関係が深い。原研の新加速器システムでは Pb までのイオンが充分高いエネルギーにまで加速できるので、S や Cl よりも重いイオンによる核融合反応またはクーロン励起とクリスタルボールとによって、次の様な研究を行なう。

1. 奇奇核に於ける Signature inversion — この現象が観測されているのは質量数  $A \sim 130$  と  $A \sim 160$  の二つの領域であるが、この他の領域でも見られるものと考えられる。質量数  $A \sim 190$  の領域の奇奇核の幾つかに Cs、La、Tm、Ho などと非常に良く似たバンドがある。したがってたとえば Tl や Au のアイソトープの奇奇核を系統的にしらべ、Signature inversion がこれまでに分かっているものと比較する。この質量数領域ではオブレート変形とプロレート変形が共存するので、オブレート変形の芯を持つ奇奇核の性質が明らかになるであろう。さらに筑波大学では実験が非常に困難になる Bi、At、といった領域へも奇奇核の高スピン状態の研究を拡張する。
2. ガンマバンド — 質量数  $A \sim 190$  附近の原子核は以前から  $\gamma$  不安定核として知られているものが多数ある。因みに IBM 模型で言う  $O(6)$  対称性の最も典型的な低励起スペクトルは  $^{196}\text{Pt}$  に於いて最初に報告された。Pt の偶偶核について Nuclear Data Sheets で質量数 184 から 196 までのデータを見てみると、 $^{184}\text{Pt}$  など、中性子欠損アイソトープは  $(\text{HI}, xn)$  反応で調べる事が出来るので、基底回転バンド状態をはじめサイドバンドまで豊富な高スピン状態が観測されている。それに比べて質量数 192、194、196 は安定同位体であり、 $(\text{HI}, xn)$  反応ではこれらの核が生成されないので、観測されているスピンの大きさやバンドの数が遥かに少ない。この様な場合の有力な方法としてクーロン励起があり、原研の加速器によるクーロン励起で基底回転バンドの観測をバンド交差領域を超えた高スピン状態に広げる事が出来る。また、 $\gamma$  バンドばかりでなく、 $\beta$  バンドその他のサイドバンドも多数観測され、さらにこれらのバンド内、あるいはバンド間の遷移に対する  $B(E2)$  や  $B(M1)$  の絶対値を求める事も出来るので、核構造に関する豊富な知識が得られるであろう。
3. 高励起 M1 バンド — 1993 年 11 月、第 1 回目のワークショップで千葉工大の菅原氏が報告した M1 バンドは大変興味深い。我々はこれと奇奇核の低励起状態のバンドとの比較から、tilted axis rotation を考察することを考えている。また文献によれば高励起 M1 バンドのうち、irregular band に対して非軸対称変形の可能性も検討されていて、高スピン状態で非軸対称変形が現れる事への実験的検証が得られるかもしれない。
4. 実験技術の開発 — 原研の加速器の特徴を生かして、生成核の大きな反跳速度を積極的に利用する。すなわち RDM や DSAM による寿命測定、プランジャーと Transient hyperfine field を用いる超高速磁気モーメントの測定、内部転換電子-ガンマ線の角度相関の技術、クリスタルボールに合せて実用化する。

## 15. Low spin states of $^{128}\text{La}$

**T. Hayakawa, T. Saitou, N. Hashimoto, M. Matsuda,  
T. Watanabe, N. Yoshizawa, J. Lu, J. Mukai,  
T. Komatsubara and K. Furuno  
University of Tsukuba**

There have been a little data of the low spin states of the doubly odd La isotopes. The data of low spin states is important for spin assignment of high spin states. Two  $\beta$  unstable isomeric states of  $^{124,132}\text{La}$  are reported [1] [2]. From the systematics of neighbouring odd-A nuclei, it is expected that other doubly odd La isotopes might have two  $\beta$  unstable isomers. The high spin states of  $^{128}\text{La}$  were reported [3]. However, neither the low spin states nor the transitions between two  $\beta$  unstable states is reported. The half life of the  $\beta$  decay of  $^{128}\text{Ce}$  is uncertain [4]. In order to search the low spin states of  $^{128}\text{La}$ , several experiments of the  $\beta$  decay were carried out.

Two reactions of  $^{103}\text{Rh}(^{28}\text{Si}, 1p2n)^{128}\text{Ce}$  and  $^{115}\text{In}(^{16}\text{O}, 3n)^{128}\text{La}$  were used for cross bombardment. The former produces  $^{128}\text{La}$  and  $^{128}\text{Ce}$ , while the latter never produces  $^{128}\text{Ce}$ .

In the first experiment (EXP 1), the  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence and decay curves of  $\gamma$  rays after the  $\beta$  decay from  $^{128}\text{Ce}$  were measured. The nucleus  $^{128}\text{Ce}$  has been produced in the  $^{103}\text{Rh}(^{28}\text{Si}, 1p2n)^{128}\text{Ce}$  reaction at 105 MeV. The Si beam was supplied by the tandem accelerator of University of Tsukuba. The target was a self-supporting foil consisted of natural Rh 1.24 mg/cm<sup>2</sup> thick. The natural abundance of  $^{103}\text{Rh}$  is 100 %. From a preliminary measurement, it has been found that  $^{128}\text{Ce}$  was a dominant reaction product. Off line measurements were undertaken using the tape transport system [5]. Both of the times of beam irradiation and measurement were 6 min. The  $\gamma$  rays were measured by two HPGe detectors, each of which had a thin Be-window to allow the penetration of low energy photons. Thin mylar windows 50  $\mu\text{m}$  thick were prepared at the detector position of the tape transport system. Heavy shields were placed around the detectors to reduce background.

In the second experiment (EXP 2), the nucleus  $^{128}\text{La}$  has been produced in the  $^{115}\text{In}(^{16}\text{O}, 3n)^{128}\text{La}$  reaction. The target was a self-supporting foil consisted of natural In 2.7 mg/cm<sup>2</sup> thick. The natural abundance of  $^{115}\text{In}$  is 95.7 %. The nucleus of  $^{128}\text{La}$  was a dominant reaction product. The excitation function, decay curves of  $\gamma$  rays and the  $\gamma$ - $\gamma$  coincidences were measured off line using the tape transport system. The excitation function was measured at bombarding energies of 61, 65, 69 and 73 MeV. The decay curve and  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence were measured at 65 and

73 MeV. The times of irradiation and measurement were 5 min in the excitation function and  $\gamma$ - $\gamma$  coincidences and 15 min in the decay curve measurements. The  $\gamma$  rays were measured by three HPGe detectors for the  $\gamma$ - $\gamma$  coincidences. Two of them had thin Be-windows and the other had a normal Al-window.

The  $\gamma$  rays of  $^{128}\text{La}$  were searched by the  $\beta$  decay of  $^{128}\text{Ce}$ . Fig. 1 shows the  $\gamma$  ray spectra. Strong peaks in the total projection are the La X ray, and the  $\gamma$  ray of  $^{128}\text{Ba}$ , which is the daughter nuclei of  $^{128}\text{La}$ . Some  $\gamma$  rays are coincidence with La X ray. Those are, for instance, 104, 147, 68 keV  $\gamma$  rays. Fig. 2 shows their decay curves. The experimental half lives has been determined to be  $4.0 \pm 0.2$  min. They are assigned to belong to  $^{128}\text{La}$ . This fact means that the half life of  $^{128}\text{Ce}$  is  $4.0 \pm 0.2$ . The  $\gamma$  rays and the half lives of  $\beta$  decay chains adjacent to  $A=128$  are known.

A level scheme deduced from the  $\gamma$ - $\gamma$  coincidence relationships of EXP 1 is displayed in Fig. 3. No  $\gamma$  ray in this level scheme was observed in EXP 2. The spin and parity could not be determined because angular correlation of  $\gamma$  rays was not measured in the present detector arrangement (EXP 1). However, the spins are expected to be low from the fact that these states are fed by the  $\beta$  decay from the doubly even nucleus  $^{128}\text{Ce}$  and that the low spin isomer feeds strongly the  $2^+$  state of the ground-state rotational band of  $^{128}\text{Ba}$ .

Fig. 4 shows the decay curves of the  $\gamma$  rays of  $^{128}\text{Ba}$  of EXP 1. The half life of 284 keV  $\gamma$  rays from  $2^+$  to the ground state is shorter than the half lives of 479 ( $4^+ \rightarrow 2^+$ ) and 643 ( $6^+ \rightarrow 4^+$ ) keV  $\gamma$  rays. The relative intensity of the 284 keV transition is larger than those of 479 and 643 keV transitions by 40 %. This increase means the side feeding from the low spin isomer of  $^{128}\text{La}$ . Thus an analysis has been made on the decay curve of the 284 keV  $\gamma$  ray, taking into account two  $\beta$ - $\gamma$  decay paths. From this analysis, the half life of the low spin isomer has been estimated to be  $T_{1/2} \leq 2$  min.

The results from the above experiments strongly suggest that the half life of  $^{128}\text{Ce}$  is  $4.0 \pm 0.2$  min and that  $^{128}\text{La}$  has two beta unstable states. The half lives of the high and low spin isomer are  $5.2 \pm 0.3$  min and  $T_{1/2} \leq 2$  min. The linking transitions between these isomers are very weak or might have high conversion coefficients due to the large spin difference between two isomer.

## References

- [1] B.Harmatz and T.W.Handly, Nucl. Phys. A191(1972)497
- [2] N.Idrissi, A.Gizon, J.Genevey, P.Paris, V.Barci, D.Barnéoud, J.Blachot, D.Bucurescu, R.Duffait, J.Gizon, C.F.Liang and B.Weiss Z. Phys. A 341(1992)427

- [3] M.J.Godfrey, Y.Het, I.Jenkins, A.Kirwan, P.J.Nolan, D.J.Thornley, S.M.Mullins and R.Wadsworth, *J. Phys. G* 15(1989)487
- [4] K.Kitao, M.Kanbe, Z.Matamoto *Nuclear Data Sheets*, Volume 38, Number 2, February 1983, P. 191
- [5] T.Hayakawa, M.Matsuda, N.Yoshizawa, A.Haraguti, T.Takahasi, J.Lu, J.Mukai, T.Komatsubara, K.Furuno, Annual report 1992, P.41, Tandem accelerator of University of Tsukuba.

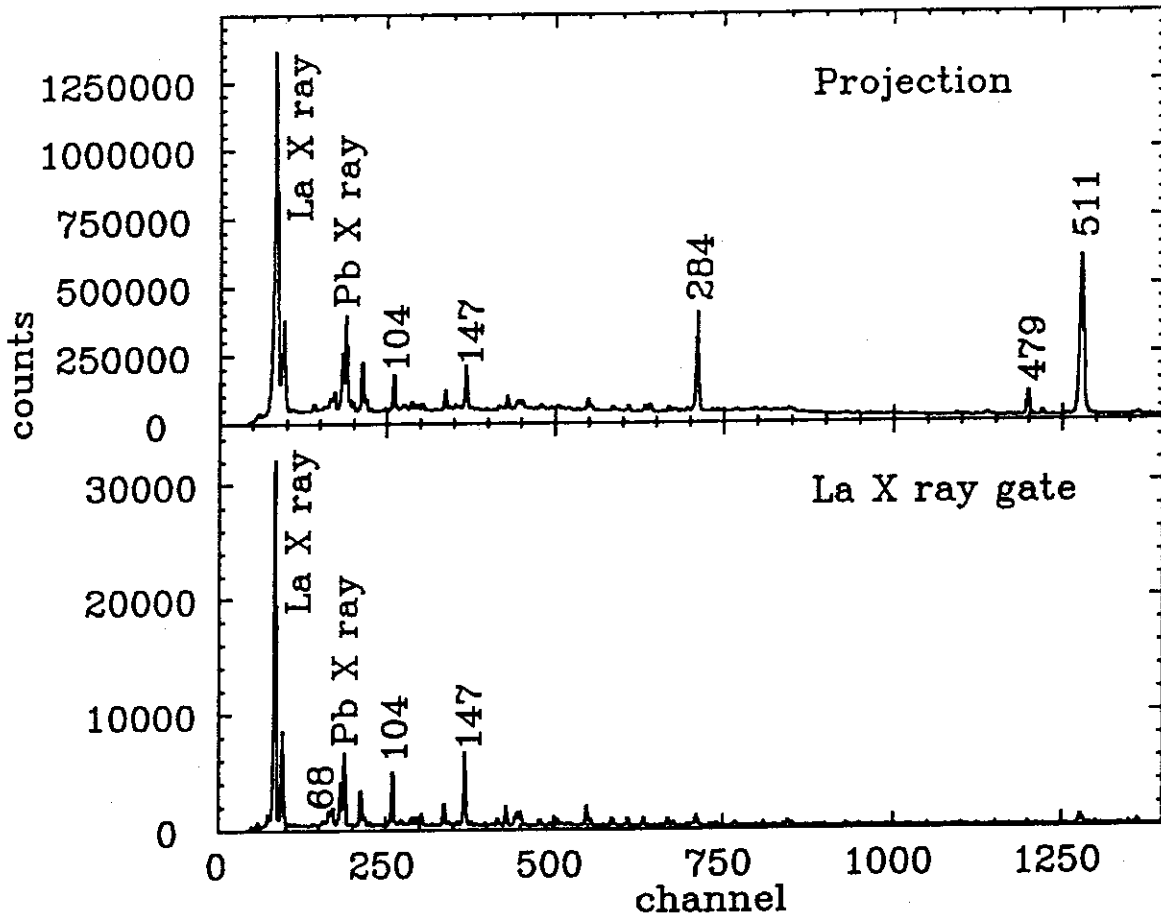


Fig.1 The typical off line spectra of  $\gamma$  rays observed with  $^{103}\text{Rh}(^{28}\text{Si}, 2\text{pn})^{128}\text{Ce}$  reaction.

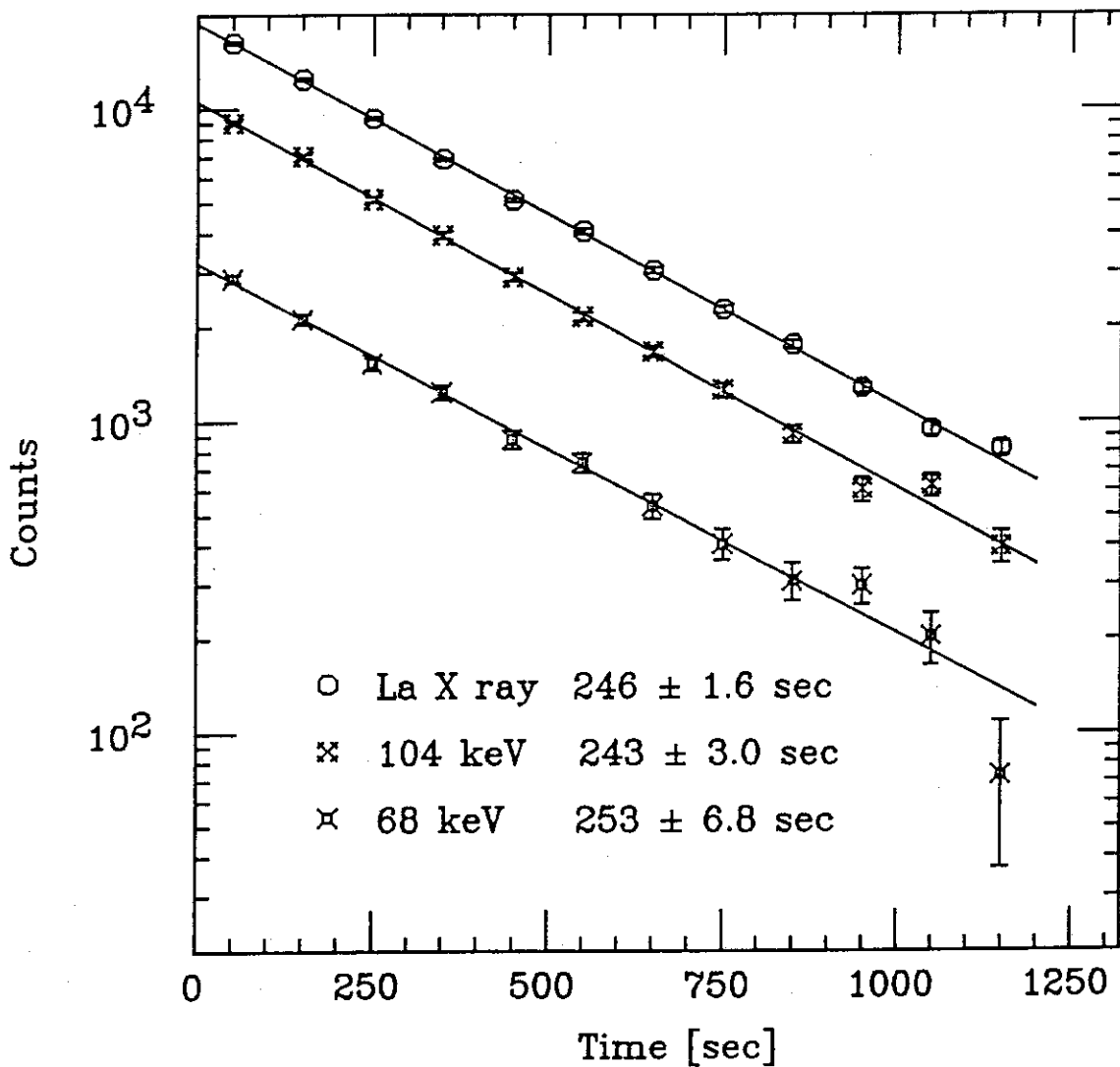


Fig.2 The decay curves of the X and  $\gamma$  rays of  $^{128}\text{La}$ .

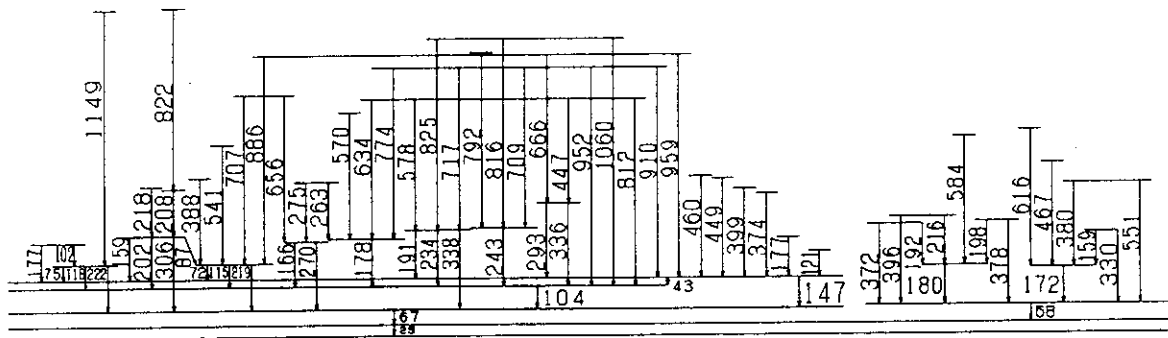


Fig.3 The level scheme of the low spin states of  $^{128}\text{La}$ .

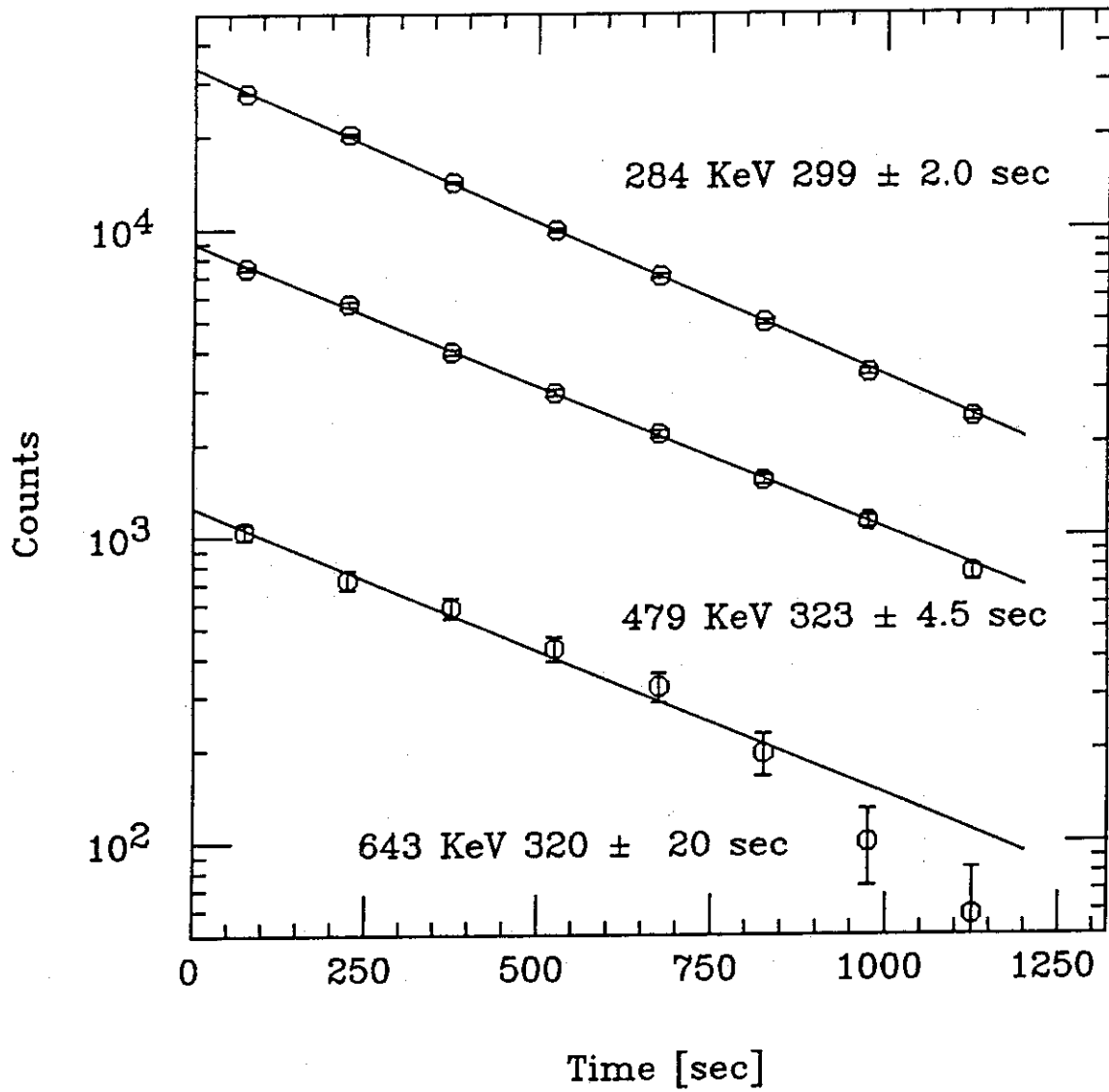


Fig.4 The decay curves of the  $\gamma$  rays of  $^{128}\text{Ba}$



## 16. Applications of IBM-3 to the $Z \sim N \sim 40$ Nuclei

Michiaki Sugita

Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute Tokai,  
Ibaraki, 319-11, Japan

### ABSTRACT

Using a complete diagonalization program for IBM-3 hamiltonians, the shape transitions from  $A = 80$  to 90 are investigated. The splitting of the *scissors* motions by isospin is discussed.

### 1. Introduction

In nuclei with  $Z \sim N \sim 40$ , the valence protons and neutrons fill the same major shell. Thus isospin should be taken into account. We use the Interacting Boson Model with Isospin (IBM-3)<sup>1,2</sup> for describing these nuclei.

The nuclei at  $A \sim 80$  are characterized by huge deformation ( $\beta_2 \sim 0.4$ ) but rather low values of the ratio  $\text{Ex}(4_1^+)/\text{Ex}(2_1^+) \sim 2.5$ . Indeed, for the  $^{80}_{38}\text{Sr}$  nucleus, the energy spectrum and the  $B(E2; I \rightarrow I-2)$  values within the ground band ( $I = 2, \dots, 10$ ) can be fitted almost completely using the O(6) limit of IBM, as seen from Figs. 1 and 2.

### 2. IBM-3 Hamiltonian

We use the following IBM-3 hamiltonian:

$$H = e_d n_d - \sum_{t=0,1,2} \kappa(t) Q(t) : Q(t) + \alpha T(T+1), \quad (1)$$

where the symbol  $(:)$  means the scalar products with respect to both the angular momentum and the isospin, and  $Q$  is an O(6)-type quadrupole operator;

$$Q(t) = [s^\dagger \hat{d} + d^\dagger \tilde{s}]^{(l=2,t)}. \quad (2)$$

This hamiltonian is O(5) invariant. The IBM-3 wavefunctions can be classified by the permutation symmetry of charge and spacial wavefunctions  $[f] = [f_1 f_2 f_3]$  as  $[[N]; [f]TT_z; [f]\beta L M >$ ; both the charge and spacial permutation symmetries should be the same because of boson symmetry. The hamiltonian in Eq. (1) contains the isovector and isotensor  $Q$  forces and thus does not conserve  $[f]$ . We assume that there is no quadrupole force between identical particles, which leads to

$$2\kappa(0) + 3\kappa(1) + \kappa(2) = 0. \quad (3)$$

Then the quadrupole force can be rewritten as

$$-x \{ [s^\dagger d^\dagger]^{(t=0)} : [\tilde{d}\tilde{s}]^{(t=0)} + \sqrt{5/2} ([s^\dagger s^\dagger]^{(t=0)} : [\tilde{d}\tilde{d}]^{(t=0)} + \text{h.c.}) \} + \xi_2 [s^\dagger d^\dagger]^{(t=1)} : [\tilde{d}\tilde{s}]^{(t=1)}, \quad (4)$$

where

$$x = 2(\kappa(0) + 2\kappa(2)) = 3(\kappa(2) - \kappa(1)), \quad (5)$$

and

$$\xi_2 = 2/3(x - 6\kappa(2)). \quad (6)$$

The second term is one of the so-called Majorana interactions and gives the energy splitting between  $[f] = [N]$  and  $[N - 1, 1]$  states. The values for  $\alpha$  in Eq.(1) and  $\xi_2$  are determined so as to reproduce the excitation energies (7 Mev, 9 Mev) of the  $T = 1, 2$  states of the lighter  $Z = N$  nuclei such as  $^{44}\text{Ti}$ ,  $^{48}\text{Cr}$  and  $^{52}\text{Fe}$ . The  $x$  value is determined by  $^{80}\text{Sr}$ . The values for  $\kappa$  are decreased linearly from the values obtained at  $A = 80$  to 0 at  $A = 90$ . The d-boson energy  $e_d$  is determined so as to reproduce  $\text{Ex}(2_1^+)$  for each nucleus. We got reasonably good reproduction of the systematics of the energy levels of the ground bands and  $\text{B}(E2:0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ .

### 3. Splitting of the scissors motion by isospin

In Figs. 3 and 4, we show an example of the results of the present study, where the excitation energies of the *scissors* states with  $J^\pi = 1^+$  and the  $\text{B}(M1:0_1^+ \rightarrow 1^+)$  values to them from the ground states are plotted for the  $^{40}\text{Zr}$  isotopes. We use the the following M1 operator:

$$T(M1) = \sqrt{3/4\pi}(g_\pi L_\pi + g_\nu L_\nu + g_{\pi\nu} L_{\pi\nu}) \quad (7)$$

with

$$g_\pi = 1, g_\nu = 0, g_{\pi\nu} = 1/2(\mu_N). \quad (8)$$

In the  $N = Z$  nucleus  $^{80}\text{Zr}$ , the *scissors* mode is concentrated in a single state with  $T = 1$  at the relatively high excitation energy  $\sim 7$  MeV. However, in the  $N \neq Z$  nuclei, they split into  $T$  and  $T + 1$  states and the  $\text{B}(M1)$  values to  $T_f = T$  is much bigger than the values to  $T_f = T + 1$ , where  $T$  is the isospin of the ground state. It would be interesting to search experimentally for the rather low-lying ( $\sim 3$  MeV) *scissors* states in the current region of nuclei.

### 4. Summary

It is interesting to use IBM-3 not just for light nuclei but rather for heavier deformed nuclei such as in the region of  $Z \sim N \sim 40$ .

The author would like to thank Dr. J.N. Ginocchio and T-5 group of Los Alamos National Laboratory for discussions and their kind hospitality.

### References

1. J.P. Elliott and A.P. White, Phys.Lett., **B97**, 169 (1980).
2. P. Halse, J.P. Elliott and J.A. Evans, Nucl.Phys., **A417**, 301 (1984).

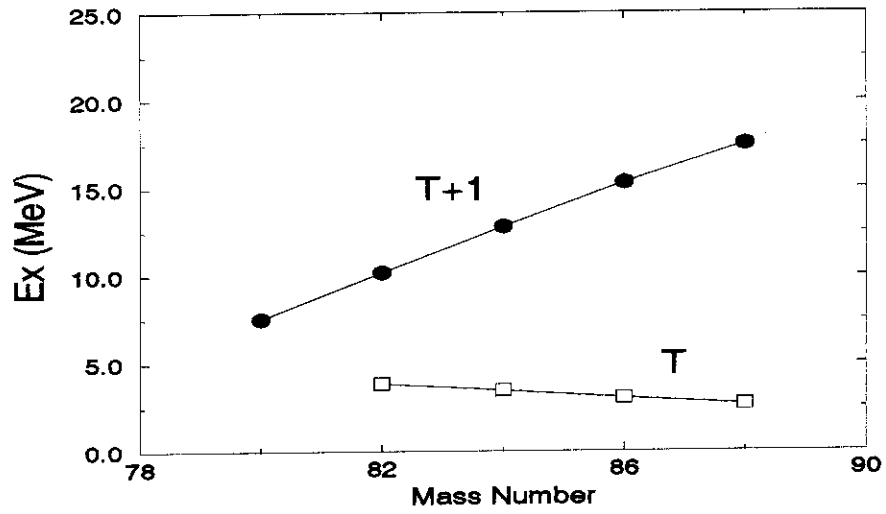


Figure 3: Excitation energies of the Scissors modes for the Zr isotopes.

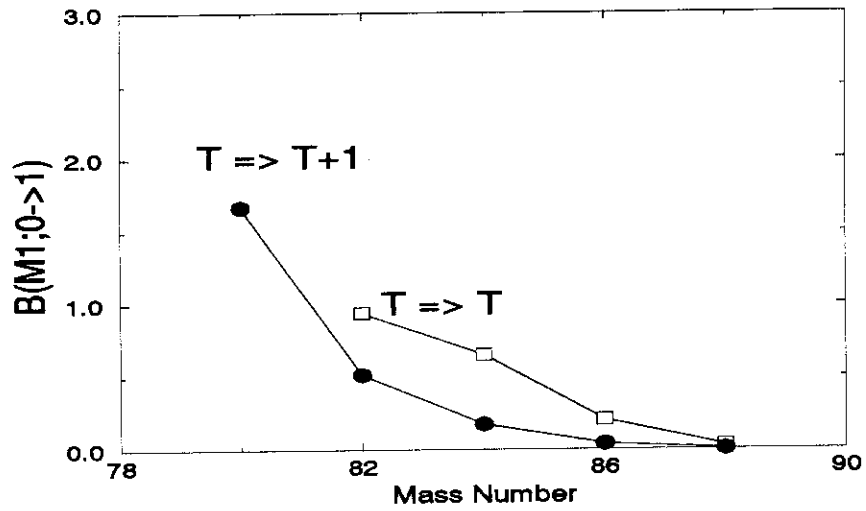


Figure 4: B(M1) values to the Scissors states for the Zr isotopes.

# 17. Gd 変形核における $\gamma\gamma$ -phonon $K = 4^+$ Band

千葉工大自然系 菅原 昌彦

## 1. はじめに

変形核における  $2\gamma$  振動状態は、これまで  $^{164}\text{Dy}^{1)}$ ,  $^{168}\text{Er}^{1,2)}$ ,  $^{188,190,192}\text{Os}^{1,3,4)}$ ,  $^{232}\text{Th}^{5)}$  等の原子核で実験的に見いだされているが、それらの励起エネルギーの比,  $E(4^+)/E(2^+)$  はいずれも約2以上となっている。ところが, Wuら<sup>6)</sup>は最近の論文で  $^{154}\text{Gd}$ に見いだされている  $K=4^+$  Bandについて, その遷移Qモーメントが  $\gamma$ -Bandや基底状態バンドとほぼ同じ値を持つと仮定して, バンド内遷移と  $\gamma$ -Bandへの崩壊との分岐比から  $B(E2: 4\gamma\gamma \rightarrow 2\gamma)$  を推定し, その大きさが数W. u. になることから, この  $K=4^+$  のバンドが  $2\gamma$  振動状態ではないかと示唆している。Gd変形核で系統的に見いだされている  $4^+$  状態から始まる回転バンドは, その励起エネルギーが  $\gamma$ -Bandの2倍よりもかなり低く, (d, d') 反応で余り励起されないことから, 従来2準粒子状態ではないかといわれていたものである。

我々はNBIのNORDBALLを用いて,  $^{154}\text{Gd}$ 核の  $^{58}\text{Ni}$  ビーム (228MeV) による多重クーロン励起の実験を行っているので, そのデータによりこの  $K=4^+$  バンドが  $2\gamma$  振動状態である可能性について以下で検討してみた。

## 2. 実験データおよび考察

Fig. 1に  $^{154}\text{Gd}$ の部分的な準位図を示す。この図から  $4^+ \gamma\gamma \rightarrow 2^+ \gamma$  遷移の

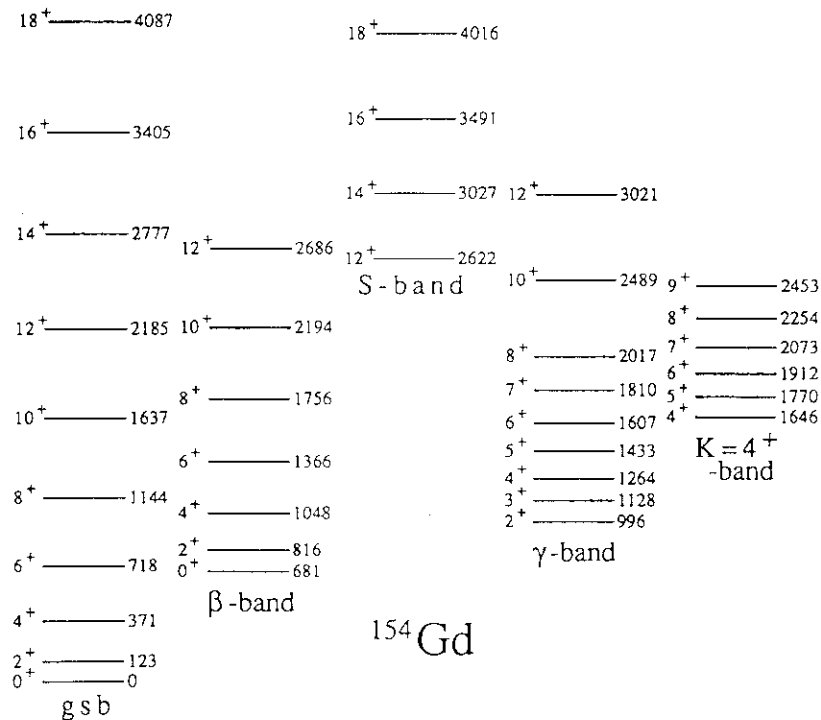


Fig. 1  $^{154}\text{Gd}$ の部分的な準位図

エネルギーは650keV,  $4^+ \gamma \gamma \rightarrow 3^+ \gamma$  遷移のエネルギーは518keVであることがわかる。Fig. 2に散乱粒子と $\gamma$ 線との同時計数によるスペクトルのうち518keVと650keVを含む部分を示す。このスペクトルでは隣接する強いピークのためこれら2つのピークが存在するかどうか明かではない。そこでFig. 3に $2^+ \gamma \rightarrow 0^+ g$ 遷移と $2^+ \gamma \rightarrow 2^+ g$ 遷移でゲートをかいた $\gamma$ - $\gamma$ 同時計数のスペクトルを示す。Fig. 3では統計精度が悪いため650keV付近にピークが存在するか

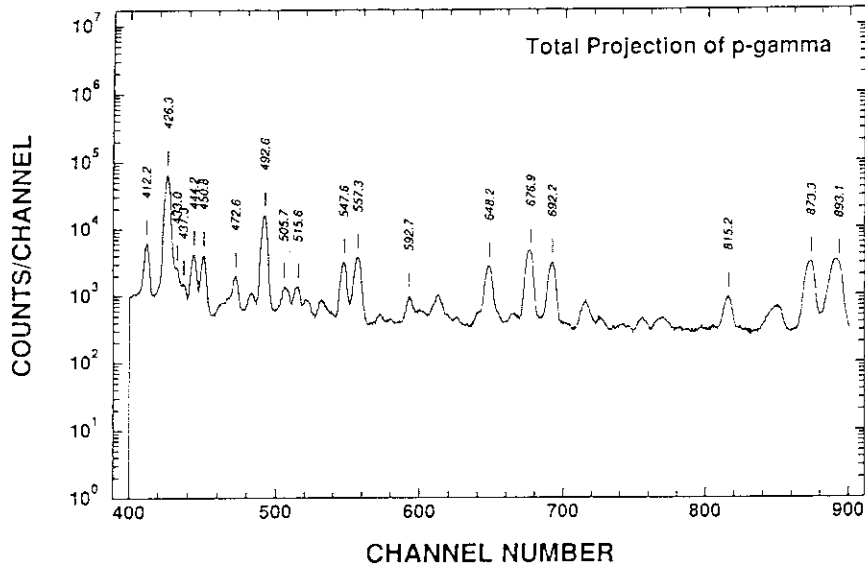


Fig. 2 散乱粒子と $\gamma$ 線との同時計数によるスペクトル

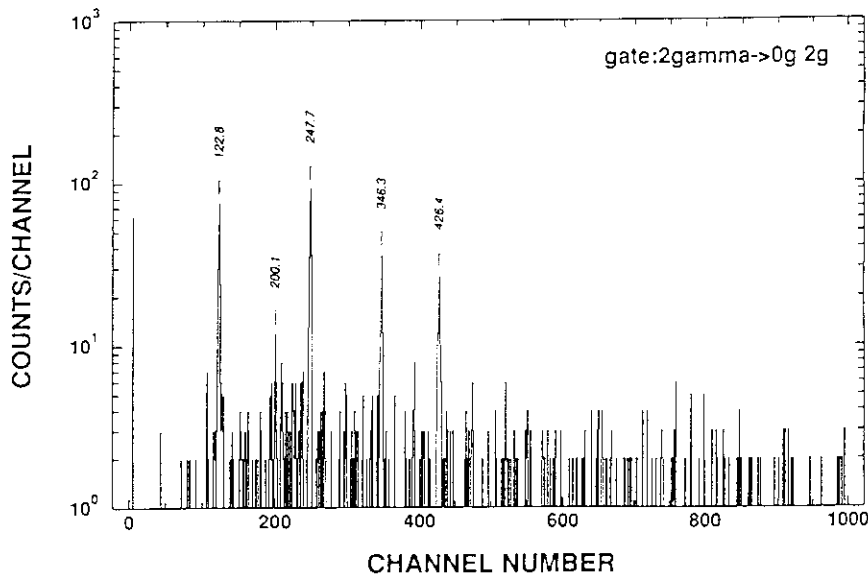


Fig. 3  $\gamma$ - $\gamma$ 同時計数によるスペクトル

どうか明かではない。

そこで、我々のクーロン励起のデータから得られる $\gamma$ 振動状態と $2\gamma$ 振動状態の間の $B(E2)$ の最大許容値を見積もってみる。Fig. 4に、 $\gamma$ バンドから $2\gamma$ バンドへの $B(E2: 2\gamma \rightarrow 4\gamma\gamma)$ と基底状態バンドから $\gamma$ バンドへの $B(E2: 0g \rightarrow 2\gamma)$ との比が0.08の場合の各バンドの励起確率の計算結果を示す。励起確率は基底状態バンドの $4^+$ のそれにnormalizeしてある。我々の実験のセットアップでは $4^+$ の $1/1000$ の励起確率があれば十分観測可能と考えられるので、 $B(E2: 2\gamma \rightarrow 4\gamma\gamma) / B(E2: 0g \rightarrow 2\gamma)$ の最大許容値は約8%と見積もれる。変形核でこれまでに同定されている $2\gamma$ 振動状態の場合、この比は約50%以上にもなるので、それと比較すると $^{154}\text{Gd}$ の $K=4^+$ バンドは $2\gamma$ 振動状態が主要な成分であるとは言いがたい。

最後に、この報告は草刈英栄(千葉大), 森川恒安(原研), 井上光(広島工大), 吉沢康和(産業技術短大), A. Virtanen, M. Piiparinen(ユバスキラ大)の各氏との共同研究に基づくものであることを付記しておく。

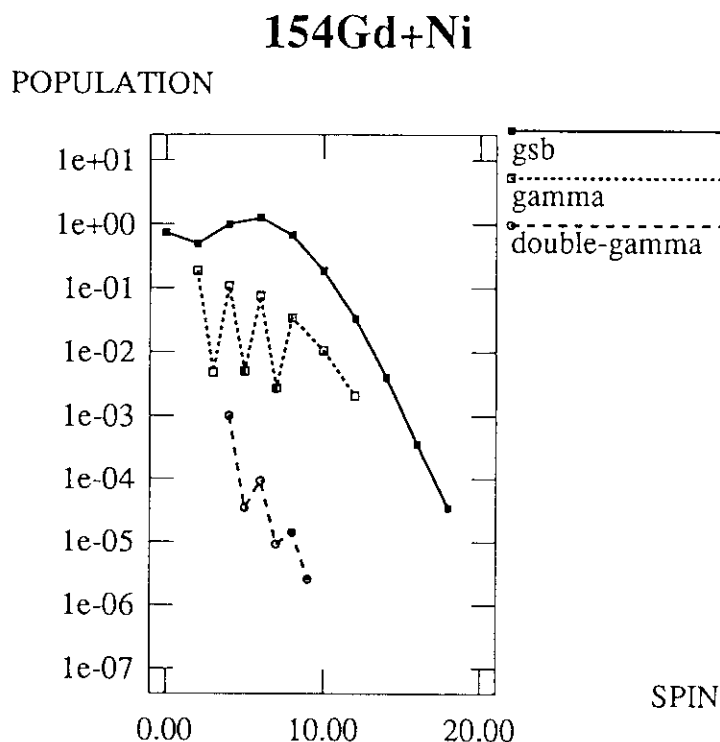


Fig. 4 基底状態バンド,  $\gamma$ バンド,  $2\gamma$ バンドの励起確率の計算値

#### 参考文献

- 1) M. Oshima et al., Proc. of Int. Sym. on Frontiers in Nuclear Structure Physics in Tokyo (March 2-5, 1994) and the report in this workshop.
- 2) H.G. Börner et al., Phys. Rev. Lett. 66(1991)691.
- 3) Nucl. Data Sheets 59(1990)133.
- 4) Nucl. Data Sheets 61(1990)243.
- 5) W. Korten et al., Phys. Lett. B317(1993)19.
- 6) X. Wu et al., Phys. Rev. C49(1994)1837.

## 18. Two-Octupole-Phonon States in $^{146,148}\text{Gd}$

K. Takada and Y.R. Shimizu

*Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan*

**Abstract:** Recently the multi-octupole-phonon states have been observed in  $^{146,148}\text{Gd}$  and the relevant  $B(E3)$  values have been measured. We give a report of our microscopic calculations on the collective multi-octupole-phonon-excited states in these nuclei by using the Dyson boson mapping method. It has been clarified that not only the strong collectivity in the octupole modes in these nuclei but also the coupling with the single-particle modes work together to bring about the highly enhanced  $B(E3)$  values in  $^{148}\text{Gd}$ .

中重核の閉殻近傍においては、octupole phonon モードの集団性が特に強いことが知られている。しかし実験の困難さにより、いわゆる 2-phonon state を実験的に観測した例は少ないが、最近 NORDBALL を用いた  $^{148}\text{Gd}$  の実験結果が報告された<sup>1)</sup>。この報告によれば、 $^{148}\text{Gd}$  における octupole collectivity が極めて強く enhance されていることが実験的に分かった。ここでは、Gd-isotopes における octupole phonon states の微視的構造を Dyson boson mapping method を用いて分析し、octupole collectivity の enhancement が collective modes 間および single-particle modes との coupling によって理解できるという結果を報告をする。同時にこの結果は、Dyson boson mapping method がこのように割合複雑な、多くの自由度が絡み合った系における集団運動の微視的分析に十分有力であることを実証したことになる。

分析は次の前提に基づいて行われる。

- (1)  $N = 82, Z = 64$  を ( $^{146}\text{Gd}$  を) doubly closed shell (真空) とする。従って  $^{148}\text{Gd}$  は valence orbits に 2 個の neutrons が存在する系と考える。
- (2) 残留相互作用としては、粒子-粒子、空孔-空孔にたいしては surface delta interaction (SDI) を、粒子-空孔 octupole pair にたいしては octupole-octupole force を仮定する。SDI の strength は、その  $J = 0$  の matrix elements の平均値がさきに発表した  $^{208}\text{Pb}$  に関する論文<sup>2)</sup> における pairing force と consistent (もちろん

ん  $A$  (mass number) dependence を考慮に入れて) になるようにとる. Octupole force の strength は上記の論文におけるものと consistent ( $A$  dependence を考慮に入れて) になるようにとる.

- (3) このフェルミオン系を Dyson boson mapping を用いてボソン系に変換し, ボソン空間でハミルトニアンを対角化する. 集団的フェルミオンモードとしては次の 10 種類を考慮する.

- 1) particle-hole  $3^-$  phonon
- 2) neutron particle pairing ( $0^+$ ) phonon
- 3) neutron hole pairing ( $0^+$ ) phonon
- 4) proton particle pairing ( $0^+$ ) phonon
- 5) proton hole pairing ( $0^+$ ) phonon
- 6-10) neutron particle  $J^\pi = 2^+, 4^+, 6^+, 3^-, 9^-$  pair-vibrations

最後の 9 番目, 10 番目の pair-vibrations が collective octupole phonon の 1-phonon および 2-phonon states と couple して  $B(E3)$  の enhancement に大きな役割を果たすことになる.

これらを基にして, 次の諸点に注目しながら分析を行う.

- (i)  $^{148}\text{Gd}$  において測定された  $9^-, 12^+$  はどのくらい octupole 1-phonon, 2-phonon states と考えられるか. このとき注目すべき量は

$$\frac{E(12^+) - E(6^+)}{E(9^-) - E(6^+)}, \quad \frac{B(E3; 12^+ \rightarrow 9^-)}{B(E3; 9^- \rightarrow 6^+)}$$

である. もし octupole phonon が完全なボソンであるならばこれらの量はいずれも 2 に等しくなる.

- (ii)  $B(E3; 1\text{-phonon} \rightarrow 0\text{-phonon})$  の実験値によると,  $^{146}\text{Gd}$  より  $^{148}\text{Gd}$  のほうが octupole phonon の集団性が強いように思われるがこれが微視的に理解出来るか.

この計算により,  $^{146}\text{Gd}$  の構造は  $^{208}\text{Pb}$  の場合<sup>2)</sup>によく似ていることが分かった. また interaction の strengths も  $^{208}\text{Pb}$  の場合の値に  $A^{-3}$  の  $A$ -dependence を入れれば  $^{208}\text{Pb}$  の場合と完全に consistent であることが分かった.

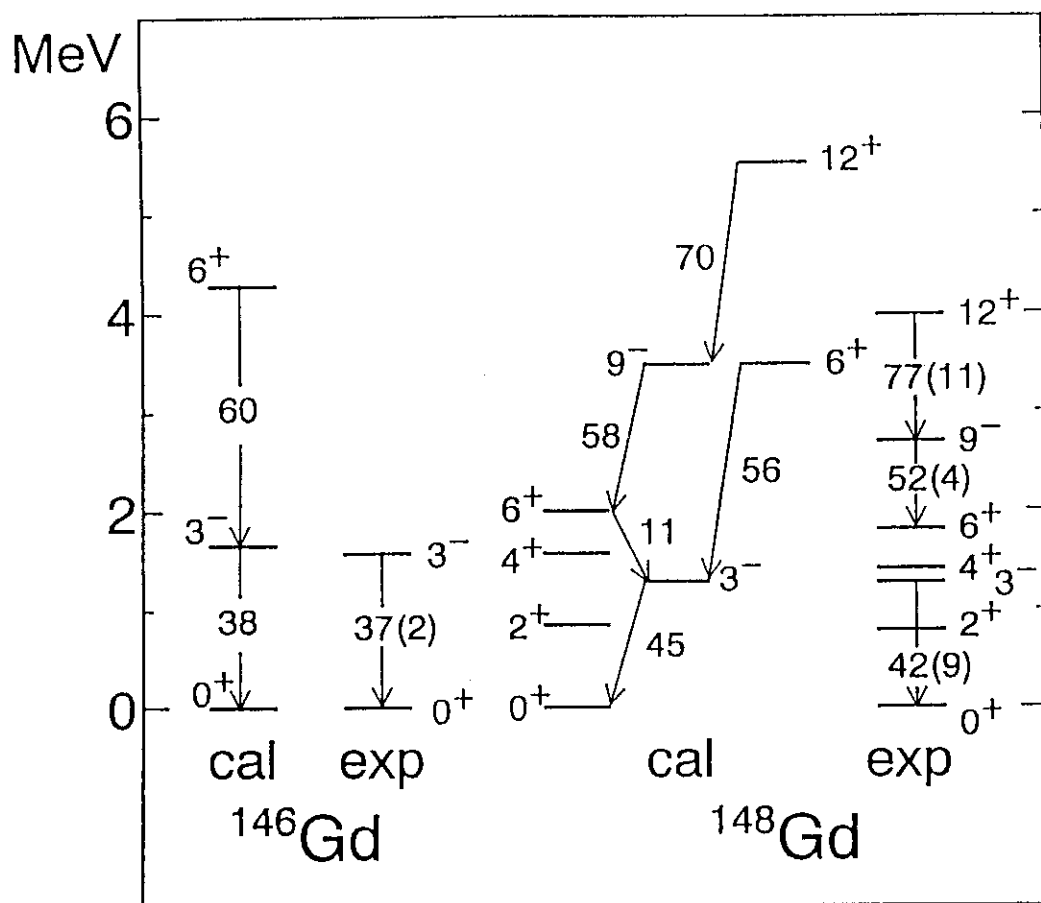
採ったボソン空間の最大ボソン数を  $N_{\max} = 5$  とした. (現在の計算機の許されるメモリーと計算時間の範囲では, これが限界である.) 計算結果を実験値とともに Fig. 1 に示す. この結果から, われわれの採用した phonon の自由度の範囲内で,  $^{146,148}\text{Gd}$  の octupole collectivity がかなり良く理解できることが分かるであろう. これらの結果は Piiparinenn らの半理論的な分析<sup>3)</sup>と十分 consistent である. 各々の集団的状态



の詳しい構造については、近々公表される本論文を参照されたい。なお、我々の計算から、Dyson boson mapping method がこのように割合複雑な系における集団運動の微視的分析に十分有力であることが分かった。

References

- 1) M. Piiparinen et al., Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 150.
- 2) K. Takada and Y. R. Shimizu, Nucl. Phys. **A523** (1991) 354.
- 3) M. Piiparinen et al., Z. Phys. **A337** (1990) 387.



The B(E3) values are in units of  $B_w$ .

FIG. 1

## 19. Multiphonon structure of $\gamma$ -unstable or $O(6)$ nuclei

T. Otsuka and K. H. Kim

Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Tokyo 113, Japan

### Abstract

The multiphonon structure is shown for the  $O(6)$  limit of the Interacting Boson Model. The phonon states are created by the  $O(6)$  quadrupole operator with proper symmetrization. All the  $\sigma = N$  states can be described in this scheme in terms of phonon quanta and two-phonon anharmonicity, while the ground state is  $\gamma$  unstable. This structure is carried over into higher-lying  $\sigma < N$  states.

The  $O(6)$  dynamical symmetry [1] of the Interacting Boson Model (IBM) [2] has been used for the description of quite a few nuclei, especially in the Xe-Ba [3] and Pt [4] regions. Besides such success in phenomenological description, the  $O(6)$  has attracted much interest regarding its interpretation in terms of a more intuitive picture. The commonly accepted picture [5, 6, 7] has been the  $\gamma$ -unstable rotor of Wile and Jean [8]. Its relation to the rigid triaxial rotor of Davidov and Filippov [9] has been also discussed [10, 11, 12, 13, 14, 15]. In this Letter, we shall present a completely different picture of  $O(6)$  limit. This is a multiphonon description with a strong ground state correlation, where the phonons are built upon a  $\gamma$  unstable ground state. The aim of this work is to show that the phonon description arises in a natural way from the basic properties of the  $O(6)$  Hamiltonian. This work has been published in [16].

We focus upon the  $\sigma = N$  eigenstates of  $O(6)$ , where  $\sigma$  and  $N$  denote, respectively, the  $O(6)$  quantum number and the total boson number (*i.e.*,  $SU(6)$  quantum number) [1, 2]. The states with  $\sigma < N$  are situated at higher energies for usual boson Hamiltonians, and can be described in a similar way, as stated at the end of this article.

The Hamiltonian we shall consider is

$$H = -\kappa(Q \cdot Q), \quad (1)$$

where  $\kappa$  denotes the strength parameter, the symbol  $(\cdot)$  means a scalar product, and

$$Q = d^\dagger s + s^\dagger \tilde{d}, \quad (2)$$

with  $\tilde{d}$  being the modified annihilation operator ( $\tilde{d}_m = (-1)^m d_{-m}$ ). This Hamiltonian is a linear combination of quadratic Casimir operators of  $O(6)$ ,  $O(5)$  and  $O(3)$  [1, 2], and manifests the feature of the quadrupole collectivity of  $O(6)$ . By this Hamiltonian, we do not lose the generality of the following discussions. We shall comment on this point

later. The strength  $\kappa$  is supposed to be positive, and hence eq.(1) means an attractive quadrupole-quadrupole interaction.

We now construct the ground state for the Hamiltonian in eq.(1). This Hamiltonian can be rewritten as

$$H = -\kappa[\sqrt{5}\{[d^\dagger d^\dagger]^{(0)} s s + s^\dagger s^\dagger [\tilde{d} \tilde{d}]^{(0)}\} + 2(d^\dagger \cdot \tilde{d}) s^\dagger s + (d^\dagger \cdot \tilde{d}) + 5s^\dagger s], \quad (3)$$

where  $[ \quad ]^{(L)}$  means the coupling to an angular momentum  $L$ . Here, on the right hand side (RHS), the first two terms are those of the monopole pairing, the third is a monopole-monopole interaction, and the remaining terms are single-particle energies, because  $(d^\dagger \cdot \tilde{d})$  is nothing but the d-boson number operator. Therefore, the ground state should be of the form

$$|0_1^+\rangle = \sum_n c_n \{[d^\dagger d^\dagger]^{(0)}\}^n (s^\dagger)^{N-2n} |0\rangle, \quad (4)$$

where  $|0\rangle$  is the boson vacuum, and the  $c_n$ 's stand for amplitudes. Here the RHS should be normalized.

We shall first show the commutation relation

$$\begin{aligned} [Q_M, Q_{M'}] &= d_M^\dagger \tilde{d}_{M'} - d_{M'}^\dagger \tilde{d}_M \\ &\equiv R_{M,M'}. \end{aligned} \quad (5)$$

The  $R_{M,M'}$  operator in eq.(5) can be expressed through  $[d^\dagger \tilde{d}]^{(1)}$  and  $[d^\dagger \tilde{d}]^{(3)}$  operators. We mention that

$$R_{M,M'} |0_1^+\rangle = 0, \quad (6)$$

because  $[R_{M,M'}, [d^\dagger d^\dagger]^{(0)}]$  is identically zero. This relation plays a key role in the following procedure.

The commutation relation with the Hamiltonian then becomes

$$[H, Q_M] = 4\kappa Q_M - 2\kappa \sum_m (-1)^m Q_{-m} R_{m,M}. \quad (7)$$

This results in

$$[H, Q_M] |0_1^+\rangle = 4\kappa Q_M |0_1^+\rangle, \quad (8)$$

which means that  $Q_M |0_1^+\rangle$  is an eigenstate with the excitation energy  $4\kappa$ . The state  $Q_M |0_1^+\rangle$  is nothing but the first  $2^+$  state, as seen later.

We proceed to another illustrative example. The states with double  $Q$ 's can be treated as

$$\begin{aligned} &HQ_M Q_N |0_1^+\rangle \\ &= \{8\kappa Q_M Q_N + 2\kappa Q_N Q_M - 2\kappa (-)^N \delta_{M,-N} (Q \cdot Q) - \kappa Q_M Q_N (Q \cdot Q)\} |0_1^+\rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

by using the relation

$$[\sum_m (-1)^m Q_{-m} R_{m,M}, Q_N] = (-)^N \delta_{M,-N} (Q \cdot Q) - Q_N Q_M, \quad (10)$$

which arises from the double commutator  $[ [H, Q_M], Q_N ]$ . For the states  $[QQ]^{(L)}|0_1^+\rangle$  with  $L = 4$  or  $2$ , the excitation energy turns out to be  $10\kappa$ , whereas it vanishes for  $L = 0$ . The latter is natural, because  $[QQ]^{(0)}|0_1^+\rangle \propto |0_1^+\rangle$ . In other words, the double action of the  $Q$  operator produces eigenstates of  $L = 4$  and  $2$ , which are the first  $4^+$  and second  $2^+$  states, respectively, as seen later also.

We shall now consider the general cases. In eq.(9), there are two important features; (i) both  $Q_M Q_N$  and  $Q_N Q_M$  appear on the right hand side (RHS), (ii) the third term on the RHS produces non-vanishing effects only for two  $Q$ 's coupled to  $L = 0$  because of  $\sum_{M,N} (2M2N|LM+N)(-)^N \delta_{M,-N} = \sqrt{5} \delta_{L,0}$ . Considering these points we construct a state as

$$|\Psi\rangle = \sum C(\{M_1, M_2, \dots, M_n\}) \mathcal{S}\{Q_{M_1} Q_{M_2} \dots Q_{M_n}\} |0_1^+\rangle, \quad (11)$$

where  $\mathcal{S}$  implies a symmetrizer with respect to  $M_1, M_2, \dots, M_n$ , and the  $C$ 's mean amplitudes. By choosing proper  $C$ 's, the state  $|\Psi\rangle$  can have a good angular momentum, and one can introduce a set of  $|\Psi\rangle$ 's so that different  $|\Psi\rangle$ 's are orthogonal to each other. Here, we impose a condition on  $|\Psi\rangle$  that any pair of two  $Q$ 's is not coupled to angular momentum  $L = 0$ . Therefore, in the case of  $n = 2$ , only the total angular momenta  $L = 4$  and  $2$  (and their linear combinations) are allowed in eq.(11).

We then consider  $H|\Psi\rangle$ . The first term of the RHS of eq.(7) yields  $4\kappa Q_{M_i}$  from the same  $Q_{M_i}$  at the same place. This keeps the state unchanged. On the other hand,  $R_{m,M_i}$  of the second term must form a commutation relation with one of the  $Q$  operators further right, because of eq.(6). Using eq.(10), one obtains from  $[R_{m,M_i}, Q_{M_j}]$ ,

$$+ 2\kappa Q_{M_1} \dots Q_{M_j} \dots Q_{M_i} \dots Q_{M_n} |0_1^+\rangle, \quad (12)$$

where  $\mathcal{S}$  and the  $C$ 's are omitted for brevity. Note that  $Q_{M_i}$  and  $Q_{M_j}$  are interchanged with a factor  $2\kappa$  in eq.(12) due to the double commutation discussed above. The first term on the RHS of eq.(10) does not contribute because no pair of the  $Q$ 's is coupled to  $L = 0$ , as required in the construction of the state  $|\Psi\rangle$ . Thus, one ends up with

$$H|\Psi\rangle = \{4\kappa n + 2\kappa \frac{1}{2} n(n-1)\} |\Psi\rangle + E(0_1^+) |\Psi\rangle, \quad (13)$$

for all states constructed according to eq.(11). Here  $E(0_1^+)$  is the energy of the ground state. Table 1 shows the energy levels of some low-lying states, highlighting several characteristic features.

We would like mention several points; (i) the energy level is determined only by  $n$ , i.e., the number of the  $Q$ 's, (ii) the energy level can be expressed by  $n$  and  $\frac{1}{2}n(n-1)$  which can be viewed as a one phonon energy and its anharmonicity, (iii) the symmetrizer in eq.(11) produces only phonon-like states, (iv) two  $Q$ 's coupled to  $L = 0$  is forbidden. The first three points strongly suggest that the phonon structure dominate the present system. It is evident that the  $Q$  operator with the symmetrization plays the role of the phonon operator. Note that  $n$  stands for the number of the phonon quanta.

number of phonon quanta ( $n$ )	$E_x/(4\kappa)$	angular momenta of eigenstates
0	0	0 (ground state)
1	1	2
2	2.5	4, 2
3	4.5	6, 4, 3, 0
4	7	8, 6, 5, 4, 2
.	.	....

Table 1: Classification scheme of lowest O(6) eigenstates (of  $\sigma = N$ ) in terms of the number of phonon quanta ( $n$ ) and the excitation energies ( $E_x$ ) normalized by  $4\kappa$ .

The fourth point is due to the strong ground state correlation, which can be seen in the structure of the  $Q$  operator; the  $d^\dagger s$  term of eq.(2) is the usual "phonon creation" operator as is in the U(5) limit of IBM [17]. The second term,  $s^\dagger d$ , corresponds to the so-called backward amplitude in the random phase approximation, and annihilates  $L = 0$  pairs of the d bosons (i.e.,  $[d^\dagger d^\dagger]^{(0)}$ ) when it is acting on  $|0_1^+\rangle$ . We need this second term with the equal strength as the first term, in order to make up the present scheme. On the other hand, it should be noticed that the backward-going contribution in the present case is probably much stronger than that obtained in the random phase approximation where the backward-going contribution should remain reasonably weaker than the forward one.

The symmetrization and the elimination of two  $Q$ 's coupled to  $L = 0$  in eq.(11) imply that the states constructed in eq.(11) can be classified in terms of the  $\tau$  quantum number of O(5) as a matter of mathematics. In fact, also from the comparison between energy levels of eq.(13) and those of the O(6) limit, one finds that the states of  $n$  in eq.(11) are nothing but the states of  $\tau = n$  in the O(6) limit with the excitation energy rewritten as  $\kappa\tau(\tau + 3)$ . Thus, it turns out that all the states of  $\sigma = N$  are created by eq.(11).

The possible use of the  $Q$  operator in the classification of the O(6) eigenstates has been mentioned in Ref. [18]. It was shown in Ref. [18] that low-lying O(6) states can be constructed by successive operations of the  $Q$ 's, whereas the pattern of the energy levels (i.e., phonon quanta and anharmonicity), the dynamical origin of the phonon structure and the precise manner of constructing the wave functions have remained untouched in Ref. [18]. Thus, the "Q construction" introduced in Ref. [18] means the interrelation among low-lying O(6) wave functions, and hence does not fully suggest the phonon structure.

It is of interest that one can obtain the present ground state exactly from the  $\gamma$ -unstable intrinsic states with the integration over the  $\gamma$  variable [6, 7], while one can extract the ground state in a good approximation from the rigid-triaxial intrinsic state of  $\gamma = 30^\circ$  for smaller boson numbers [14, 15]. Clearly the ground state is characterized also as a  $\gamma$ -unstable or triaxial state, and then it is most likely that the phonons introduced in this note preserve the  $\gamma$ -softness to a good extent. This point should be better clarified

in the future. We would like to point out that the present result does not contradict the  $\gamma$ -unstable or triaxial nature of the  $O(6)$  system as a whole. We should stress, on the other hand, that the excitation mechanism is indeed of the phonon nature. Combining with the conventional phonon picture for the  $U(5)$  limit, this new feature may be viewed as a support to a recent observation by Casten *et al.* [19] that low-lying collective levels of most even-even nuclei except for strongly deformed ones can be described in terms of phonons with anharmonic terms.

There are higher-lying states with  $\sigma < N$  in the  $O(6)$  spectrum [1, 2]. The lowest state of a given  $\sigma (< N)$  is a  $0^+$  state, which contain  $(N - \sigma)/2$  boson pairs with a specific structure. This pair is monopole, and is referred to usually as the  $\mathcal{P}$  pair [1, 2] (or the  $S$  pair [20]). The  $\mathcal{P}$  pair is not included in the ground state in eq.(4). This lowest state of  $\sigma (< N)$  can be decomposed into a sector created solely by the  $\mathcal{P}$  pairs and the rest [20]. In other words, this state is created by  $(N - \sigma)/2$  times successive actions of the  $\mathcal{P}$  pair-creation operator on the rest part. This rest part has a similar structure to the ground state in eq.(4), but consists of  $\sigma (< N)$  bosons. The phonon operator,  $Q$ , commutes with the  $\mathcal{P}$  pair operators, and acts only to the rest part. Thus, the  $Q$  operator produces phonon excitations without disturbing the  $\mathcal{P}$  pair sector. To be more precise, the phonon operator conserves the  $\sigma$  quantum numbers, and the phonon excitation occurs within a subspace belonging to the given  $\sigma$ . Thus, one can construct all the states of an  $O(6)$  nucleus in terms of the multiphonon excitation and the  $\mathcal{P}$  boson pairing mode [20].

We have chosen the Hamiltonian in eq.(1). There are three independent terms in the general  $O(6)$  Hamiltonian [1, 2]. Besides the present term in eq.(1), one of them is the total angular momentum, which does not change the wave function and yields the trivial variations of the energies. The third term can be the pairing interaction for the  $\mathcal{P}$  boson pairs [1, 2]. This interaction shifts all the levels of a given  $\sigma$  by the same amount. It does not change relative energies for the states belonging to the same  $\sigma$ . By including this interaction, the wave functions are not changed either. Thus, the above discussions based on the Hamiltonian in eq.(1) are quite general for the  $O(6)$  limit.

In summary, we have presented that the low-lying ( $\sigma = N$ )  $O(6)$  states are multiphonon states built upon the  $\gamma$  unstable ground state, where the ground state correlation is dominant and a rather large number of  $d$  bosons are contained reflecting a strong deformation. The energies are represented in terms of phonon quanta and two-phonon anharmonicity. This consequence appears to be different from the usual picture of  $O(6)$  as a  $\gamma$  unstable "rotor", although the triaxial nature is inherent in this multiphonon picture through the ground state. The  $\sigma (< N)$  states are constructed as a product of the  $\mathcal{P}$  pair sector and the present multiphonon states.

The authors appreciate the valuable discussions with Professors P. von Brentano and A. Gelberg. The authors acknowledge partial support by the International Joint Research Projects of the Japan Society for the Promotion of Sciences, by Deutsche Forschungsgemeinschaft under contract no. Br 799/5-1, and by the JSPS-DFG cooperation agreement. This work is supported in part by Grant-in-Aid for Scientific Research on International

Scientific Research Program (No.05044202) and Grant-in-Aid for Scientific Research on Priority Areas (No.05243102) by the Ministry of Education, Science and Culture.

## References

- [1] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys. (NY)* **123**, 468 (1979).
- [2] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model*, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987).
- [3] R. F. Casten and P. von Brentano, *Phys. Lett.* **152B**, 22 (1985).
- [4] J. A. Cizewski, R. F. Casten, G. J. Smith, M. L. Stelts, W. R. Kane, H. G. Borner, and W. F. Davidson, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 167 (1978).
- [5] J. Meyer-Ter-Vehn, *Phys. Lett.* **B84**, 10 (1979).
- [6] J. N. Ginocchio and M. W. Kirson, *Nucl. Phys.* **A350**, 31 (1980).
- [7] A. E. L. Dieperink and O. Scholten, *Nucl. Phys.* **A346**, 125 (1980).
- [8] L. Willets and M. Jean, *Phys. Rev.* **102**, 788 (1956).
- [9] A. S. Davydov and G. F. Filippov, *Nucl. Phys.* **8**, 237 (1958).
- [10] R. F. Casten, A. Aprahamian, and D. D. Warner, *Phys. Rev.* **C29**, 356 (1984).
- [11] O. Castanos, A. Frank, and P. Van Isacker, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 263 (1984).
- [12] J. Dobeš, *Phys. Lett.* **B158**, 97 (1985).
- [13] J. P. Elliott, J. A. Evans, and P. Van Isacker, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1124 (1986).
- [14] T. Otsuka and M. Sugita, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 1541 (1987).
- [15] M. Sugita, T. Otsuka, and A. Gelberg, *Nucl. Phys.* **A493**, 350 (1989).
- [16] T. Otsuka and K. H. Kim, *Phys. Rev.* **C50**, R1768 (1994).
- [17] A. Arima and F. Iachello, *Ann. Phys. (NY)* **99**, 253 (1976).
- [18] G. Siems, U. Neuneyer, I. Wiedenhöver, S. Albers, M. Eschenauer, R. Wirowski, A. Gelberg, P. von Brentano, and T. Otsuka, *Phys. Lett.* **B320**, 1 (1994).
- [19] R.F. Casten, N. V. Zamfir, and D.S. Brenner, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 227 (1993).
- [20] A. Gelberg, T. Otsuka, and P. von Brentano, to be published (1994).

## 20. A novel relation between E2 matrix elements of deformed nuclei

K.H. Kim and T. Otsuka

Department of Physics, University of Tokyo, Hongo, Tokyo 113, Japan

### Abstract

A novel relation is presented for E2 matrix elements from the ground to ground-band,  $\beta$ -band and  $\gamma$ -band  $2^+$  states and those from these states to the  $0^+_{\beta}$  state. A theorem stating that a sum of certain products of E2 matrix elements should vanish at the limit of strong quadrupole deformation is proved. It is shown that  $\beta \rightarrow g$  E2 matrix elements are small, and the  $\beta \rightarrow \gamma$  matrix element is larger than the former.

### 1 Introduction

The structure of deformed nuclei is determined predominantly by the quadrupole-quadrupole interaction, from which the quadrupole mean field arises. The  $\beta$  and  $\gamma$  bands are considered to be intrinsic excitations from the ground state primarily consisting of two-quasiparticle configurations [1]. In such a picture, there is no apparent relation of the structure of the  $\beta$  band with that of the  $\gamma$  band. In this note, we shall present a novel relation for E2 matrix elements involving low-lying members of these bands such as the  $0^+_g$ ,  $0^+_{\beta}$ ,  $2^+_g$ ,  $2^+_{\beta}$ , and  $2^+_{\gamma}$  states.

The relation to be presented is a consequence of the dominance of the quadrupole-quadrupole interaction over the deformed ground state, and can be evaluated only in the laboratory-frame calculation as seen later. For collective states of deformed nuclei, the calculation with a good angular momentum is very difficult in practice for fermions. We therefore use the Interacting Boson Model (IBM) [2], while the following discussions are not really restricted to the IBM, and can be generalized.

### 2 Relation between E2 matrix elements

The Hamiltonian is assumed to have the form

$$H = -\kappa(Q \cdot Q), \quad (1)$$

where  $\kappa$  is the strength parameter,  $(\cdot)$  stands for a scalar product, and the quadrupole operator  $Q$  is defined as

$$Q = d^\dagger s + s^\dagger \bar{d} + \chi[d^\dagger \bar{d}]^{(2)}. \quad (2)$$



Here  $\chi$  denotes a parameter,  $[ ]^{(L)}$  indicates a coupling to the angular momentum  $L$ , and  $\bar{d}_m \equiv (-1)^m d_{-m}$ .

We focus here upon the matrix element

$$\langle 0_\beta^+ | (Q \cdot Q) | 0_g^+ \rangle. \quad (3)$$

For the Hamiltonian in eq.(1), the  $|0_g^+\rangle$  state is an eigenstate of  $(Q \cdot Q)$  independently of the value of  $\chi$  in eq.(2). Therefore, the off-diagonal matrix element in eq.(3) vanishes identically. This very natural consequence actually imposes a unique condition on E2 matrix elements, because the E2 operator is defined as

$$T = e^B Q, \quad (4)$$

where  $e^B$  stands for a boson charge.

The matrix element in eq.(3) can be rewritten as

$$\langle 0_\beta^+ | (Q \cdot Q) | 0_g^+ \rangle = \sum_i \langle 0_\beta^+ || Q || 2_i^+ \rangle \langle 2_i^+ || Q || 0_g^+ \rangle = 0, \quad (5)$$

where  $\langle || \rangle$  means a reduced matrix element, and the  $i$  denote indices to specify the complete basis states of  $2^+$ .

Since the  $Q$  is a one-body operator, the intermediate  $2^+$  states in eq.(5) can be truncated to the  $2_g^+$ ,  $2_\beta^+$ , and  $2_\gamma^+$  in practical cases. By combining this with  $\langle 0_\beta^+ | (Q \cdot Q) | 0_g^+ \rangle = 0$ , one ends up with

$$q(g) + q(\beta) + q(\gamma) \approx 0, \quad (6)$$

where  $q(g) \equiv \langle 0_\beta^+ || Q || 2_g^+ \rangle \langle 2_g^+ || Q || 0_g^+ \rangle$ ,  $q(\beta) \equiv \langle 0_\beta^+ || Q || 2_\beta^+ \rangle \langle 2_\beta^+ || Q || 0_g^+ \rangle$ , and  $q(\gamma) \equiv \langle 0_\beta^+ || Q || 2_\gamma^+ \rangle \langle 2_\gamma^+ || Q || 0_g^+ \rangle$ . The validity of this truncation will be discussed later.

Here we shall see a basic features of eq.(6) by taking a limit of large boson number and assuming axial symmetry [2]. One can then use the arguments based on the  $D$  functions and  $K$  quantum numbers [1]. Then,  $\langle 0_\beta^+ || Q || 2_g^+ \rangle = \langle 2_\beta^+ || Q || 0_g^+ \rangle$  holds [1]. One can verify numerically that these relations are still valid in a good approximation for smaller boson numbers. Equation (6) can then be written as

$$\langle 0_\beta^+ || Q || 2_g^+ \rangle \{ \langle 2_g^+ || Q || 0_g^+ \rangle + \langle 2_\beta^+ || Q || 0_g^+ \rangle \} + \langle 0_\beta^+ || Q || 2_\gamma^+ \rangle \langle 2_\gamma^+ || Q || 0_g^+ \rangle \approx 0. \quad (7)$$

The quantity  $\{ \langle 2_g^+ || Q || 0_g^+ \rangle + \langle 2_\beta^+ || Q || 0_g^+ \rangle \}$  is always extremely large, while  $\langle 2_\gamma^+ || Q || 0_g^+ \rangle$  and  $\langle 0_\beta^+ || Q || 2_\gamma^+ \rangle$  are large only moderately. For instance, Ref.[3] shows a typical value  $|\langle 2_\gamma^+ || Q || 0_g^+ \rangle / \langle 2_g^+ || Q || 0_g^+ \rangle| \leq 0.2$ . Therefore  $\langle 0_\beta^+ || Q || 2_g^+ \rangle$  has to be very small. This is the first point we would like to stress.

Secondly, since  $|\langle 2_\gamma^+ || Q || 0_g^+ \rangle|$  is considerably smaller than  $|\langle 2_g^+ || Q || 0_g^+ \rangle|$ ,  $|\langle 0_\beta^+ || Q || 2_\gamma^+ \rangle|$  must be much larger than  $|\langle 0_\beta^+ || Q || 2_g^+ \rangle|$  (or  $|\langle 2_\beta^+ || Q || 0_g^+ \rangle|$ ). In other words, the  $\beta$  band should have larger transition matrix elements to the  $\gamma$  band than to the ground band.

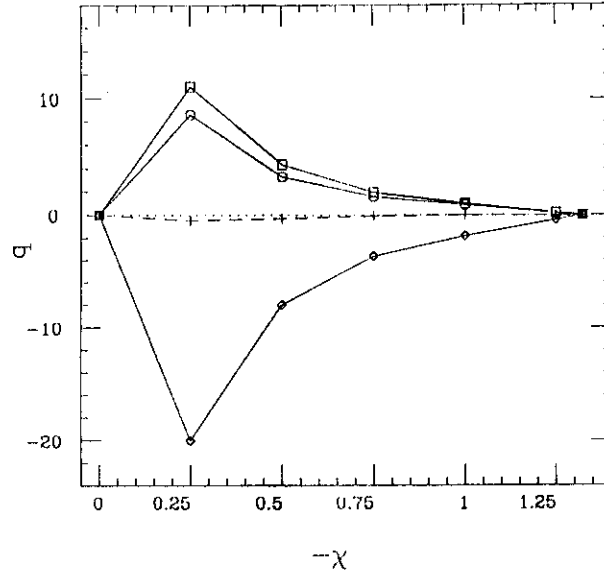


Figure 1: The  $q(g)$  (square),  $q(\beta)$  (circle) and  $q(\gamma)$  (diamond) in eq. (6) as functions of  $\chi$ . A sum  $q(g) + q(\beta) + q(\gamma)$  is shown by cross. Lines are drawn to guide the eye.

If one takes the picture of the  $\beta$  and  $\gamma$  vibrations, this appears to be rather unexpected. On the other hand, the present theoretical observation seems to be consistent with experimental data [3,4].

We now would like to show how the  $q$ 's vary. The following example is shown for the 14-boson system, for instance  $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$ . The  $\chi$  parameter is changed from its O(6) value ( $\chi = 0$ ) to SU(3) value ( $\chi = -\frac{\sqrt{7}}{2}$ ). Figure 1 shows the  $q$ 's as functions of  $\chi$ . At the O(6) and SU(3) limits, all the  $q$ 's vanish. In the middle region, they take finite values, while the truncation in eq.(6) works very well, giving rise to  $q(g) + q(\beta) + q(\gamma) \approx 0$ .

For  $^{164}_{68}\text{Er}_{96}$ ,  $\chi \sim -0.5$  has been suggested by Warner and Casten [3]. Fixing  $\chi$  at this value, we change the Hamiltonian as

$$H = \varepsilon N_d - \kappa(Q \cdot Q), \quad (8)$$

where  $N_d$  stands for the d-boson number, and  $\varepsilon$  is the d-boson single-particle energy relative to the s-boson. The Hamiltonian in eq.(8) clearly violates the theorem in eq.(5). Figure 2 shows how the  $q$ 's vary as functions of  $\varepsilon$ . In Fig.2, we also examine to what extent the quantity in eq.(6) deviates from zero. Here  $\kappa = 0.05(\text{MeV})$  is adopted. Note that only the ratio  $\varepsilon/\kappa$  matters for the present analysis.

One finds in Fig.2 that the sum  $q(g) + q(\beta) + q(\gamma)$  increases as  $\varepsilon$  increases, but the cancellation of  $q(\gamma)$  against  $q(g)$  and  $q(\beta)$  remains. This is a very intriguing point, because the above relations between E2 matrix elements are preserved to a good extent due to this.

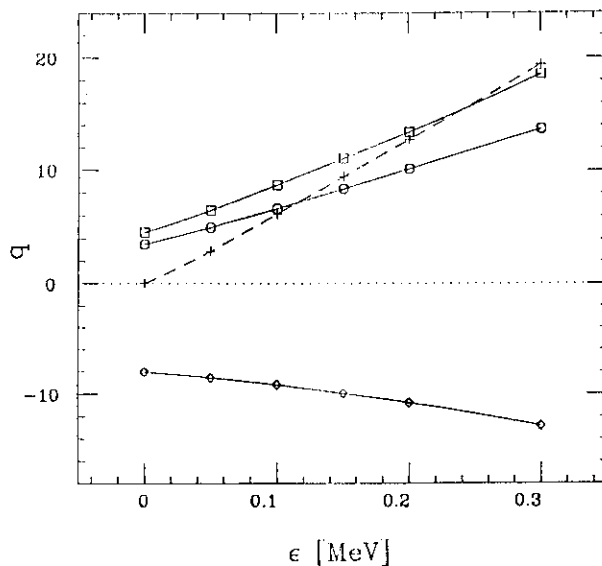


Figure 2: The  $q$ 's as functions of  $\epsilon$ . See the caption of Fig.1.

### 3 Double gamma $0^+$ state

Next, we choose the double-gamma-phonon state, *i.e.*, the  $0_{\gamma\gamma}^+$  state instead of  $0_{\beta}^+$  in eq.(3). Then the matrix element  $\langle 0_{\gamma\gamma}^+ | (Q \cdot Q) | 0_g^+ \rangle$  can be rewritten similarly to the previous section as

$$\langle 0_{\gamma\gamma}^+ | (Q \cdot Q) | 0_g^+ \rangle = \sum_i \langle 0_{\gamma\gamma}^+ | Q | 2_i^+ \rangle \langle 2_i^+ | Q | 0_g^+ \rangle = 0. \quad (9)$$

Including the  $2_g^+$ ,  $2_{\beta}^+$ ,  $2_{\gamma}^+$ , and  $2_{\gamma\gamma}^+$  states as the intermediate  $2^+$  states, this can be rewritten as

$$q'(g) + q'(\beta) + q'(\gamma) + q'(\gamma\gamma) \approx 0, \quad (10)$$

where  $q'(g) \equiv \langle 0_{\gamma\gamma}^+ | Q | 2_g^+ \rangle \langle 2_g^+ | Q | 0_g^+ \rangle$ ,  $q'(\beta) \equiv \langle 0_{\gamma\gamma}^+ | Q | 2_{\beta}^+ \rangle \langle 2_{\beta}^+ | Q | 0_g^+ \rangle$ ,  $q'(\gamma) \equiv \langle 0_{\gamma\gamma}^+ | Q | 2_{\gamma}^+ \rangle \langle 2_{\gamma}^+ | Q | 0_g^+ \rangle$ , and  $q'(\gamma\gamma) \equiv \langle 0_{\gamma\gamma}^+ | Q | 2_{\gamma\gamma}^+ \rangle \langle 2_{\gamma\gamma}^+ | Q | 0_g^+ \rangle$ . Note that the  $2_{\gamma\gamma}^+$  state must be included, in contrast to the case for the  $0_{\beta}^+$  state.

As an example, we calculate the values of the  $q$ 's in the case of  $^{164}\text{Er}$  with  $\chi = -0.5$ , as shown in Table 1. The small value of the sum of  $q$ 's indicates that the truncation works quite well.

We shall now present an interesting consequence arising from eq.(10). The quantity  $q'(i)$  is the product of two transition matrix elements. In the case of  $q'(\gamma)$ , the transition  $0_g^+ \rightarrow 2_{\gamma}^+$  is one phonon excitation, and the transition  $2_{\gamma}^+ \rightarrow 0_{\gamma\gamma}^+$  is another one phonon excitation. In the case of  $q'(\gamma\gamma)$ , however, the transition  $0_g^+ \rightarrow 2_{\gamma\gamma}^+$  is prohibited in a naive phonon model, and in the case of  $q'(g)$ , the transition  $2_g^+ \rightarrow 0_{\gamma\gamma}^+$  is prohibited similarly. From Table 1, it can be seen that  $q'(\gamma\gamma)$  and  $q'(g)$  should have finite values in order to cancel  $q'(\gamma)$ , while  $q'(\beta)$  band has rather negligible effect. So the gamma

$i$	$q'(i)$	$\langle 0_{\gamma\gamma}^+    Q    2_i^+ \rangle$	$\langle 2_i^+    Q    0_g^+ \rangle$
$g$	2.79	0.164	16.99
$\beta$	-0.22	-0.764	0.226
$\gamma$	-4.96	-1.86	2.67
$\gamma\gamma$	2.30	14.38	0.160
total	-0.09		

Table 1: The values of  $q'$ 's in the case of  $^{164}_{88}\text{Er}_{96}$ ,  $\chi = -0.5$ 

phonon excitation is always associated with the direct excitation from ground-band states to  $\gamma\gamma$ -band states. This result is in contrast to the naive picture for the gamma phonon.

## 4 Summary

We have presented a novel relation between E2 matrix elements of deformed nuclei. This relation demonstrates that the  $0_{\beta}^+ \rightarrow 2_g^+$  and  $2_{\beta}^+ \rightarrow 0_g^+$  E2 matrix elements should be quite small, and that the  $0_{\beta}^+ \rightarrow 2_{\gamma}^+$  matrix element is larger than these two. These points are consistent with experimental systematics, but need to be examined further. We hope that the new theorem in eq.(5), which should be exact at the limit of the quadrupole-quadrupole interaction dominance, inspires some more new experiments.

We have also discussed the case of the  $0_{\gamma\gamma}^+$  state by using similar property. The result contains a feature which appears to be in contrast to the naive phonon model for the gamma phonon.

We mention that the consequence presented here is not due to the IBM, and the same theorem can be drawn as well in a purely fermionic system dominated by the quadrupole-quadrupole interaction.

## References

- [1] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol.II (Benjamin, New York, 1975) and references therein.
- [2] F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model*, (Cambridge Univ. Press, Cambridge, 1987), and references therein.
- [3] D. D. Warner and R. F. Casten, *Phys. Rev. C* **28**, 1798 (1983).
- [4] R. F. Casten and D. D. Warner, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 389 (1988).

## 21. Study of vibrational state in heavy nuclei

M. Oshima, T. Morikawa, Y. Hatsukawa, H. Iimura, S. Hamada, and T. Ishii  
*Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai, Ibaraki 319-11, Japan*

H. Kusakari, N. Kobayashi, and M. Taki  
*Faculty of Education, Chiba University, Inage, Chiba 263, Japan*

M. Sugawara  
*Chiba Institute of Technology, Shibazono, Narashino 274, Japan*

E. Ideguchi and Y. Gono  
*Department of Physics, Kyushu University, Hakozaki, Fukuoka 812, Japan*

### ABSTRACT

Two-phonon  $\gamma$ -vibrational state in rare-earth nuclei,  $^{166,168}\text{Er}$ ,  $^{164}\text{Dy}$ , and  $^{192}\text{Os}$ , has been studied through multiple Coulomb excitation. Absolute E2 transition probabilities between two- and one-phonon states are derived. Experimental results for vibrational states in heavy nuclei are reviewed.

### 1. Introduction

Surface vibration is a fundamental collective motion of atomic nucleus. Such vibrational mode is well established as one-phonon  $\beta$ - and  $\gamma$ -vibrational states at low excitation energy. On the other hand, multi-phonon vibrational excitations are not well known especially in deformed or transitional region. Their existence and collectivity is one of the central problem for elucidating the collective excitation of nuclei. Currently new results<sup>1-4</sup> on two-phonon states with couplings of quadrupole and octupole phonons are emerging. For the identification of two-phonon state, it is very important to determine the  $B(E2)$  values which are the direct measure of collectivity. There are a number of theoretical investigations for the description of the two-phonon states such as the Quasiparticle-Phonon Nuclear Model (QPNM),<sup>5</sup> the Multi-Phonon Method (MPM),<sup>6</sup> the Dynamic Deformation Model (DDM),<sup>7</sup> the extended Interacting Boson Model with s, d and g bosons (sdg-IBM),<sup>8</sup> and the Selfconsistent Collective Coordinate Method (SCCM).<sup>9</sup> However, only a few experimental data have been reported as to the absolute transition rates. Because of this we made a multiple-Coulomb-excitation experiment for  $^{168,166}\text{Er}$ ,  $^{164}\text{Dy}$  and  $^{192}\text{Os}$  nuclei. Here our experimental results as well as others are reviewed.

### 2. Experiment and analysis

Collective states which are connected to the ground state with strong E2 cascading transitions can be well excited through multiple Coulomb excitation. The Coulomb-excitation

cross section is a direct function of E2 matrix element so that, once the transition is observed, the yield can be converted to the B(E2) values in a model independent manner.

The  $^{166}\text{Er}$  and  $^{164}\text{Dy}$  nuclei were multiply Coulomb-excited with beams of 295-MeV  $^{74}\text{Ge}$  and 235-MeV  $^{58}\text{Ni}$ , respectively, which were obtained from the JAERI tandem accelerator. The target was a self-supporting metallic foil of 1.4 mg/cm<sup>2</sup> for  $^{166}\text{Er}$  and 1.2 mg/cm<sup>2</sup> for  $^{164}\text{Dy}$ . The bombarding energies have been chosen so as to achieve the "safe energy" (4 - 4.5 fm of closest distance). Coulomb scattered particles by target nucleus are detected by two parallel plate avalanche counters which subtended the backward angles.  $\gamma$ -rays in coincidence with the scattered particles are detected by four Ge-BGO anti Compton spectrometers surrounding the target chamber. The observed  $\gamma$ -ray spectra were corrected for Doppler shifts kinematically by using the position signals of the scattered particles.

In order to derive E $\lambda$  matrix element we have made analysis based on Coulomb excitation code GOSIA,<sup>10</sup> which takes into account energies and E $\lambda$  matrix elements of all the states and transitions concerned. Here the general behavior of Coulomb-excitation cross section is shortly reviewed. Figure 1 shows a  $\gamma$ -ray yield of  $4_{\gamma} \rightarrow 2_{\gamma}$  transition as a function of excitation energy of  $4_{\gamma}$  state. The yield logarithmically decreases and it becomes difficult to observe the two-phonon state at higher excitation energy. Figure 2 shows the yield versus E2 matrix element between the  $4_{\gamma}$  and  $2_{\gamma}$  states. In this calculation the E2 matrix element between the one- and zero-phonon states are fixed. This indicates that the yield is proportional to the square of E2 matrix element or B(E2), which is expected in one-step Coulomb excitation from the one-phonon states.

### 3. Experimental results and discussion

Figure 3 shows a partial level scheme of  $^{166}\text{Er}$ . Three transitions deexciting a known level at 2101.6 keV were observed in our experiment. The spectroscopic information for such highly excited states is not sufficient and the spins and parities have not been assigned yet. But from the branching ratio and the relatively large transition intensity, we tentatively assigned these transitions as E2 and the state as  $4^+$  with K=4.

The  $^{164}\text{Dy}$  is known to have the lowest-lying one-phonon  $\gamma$  band in the rare earth region. As

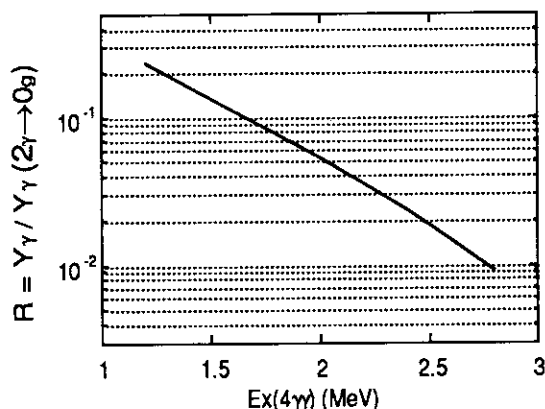


Fig. 1. Yield of  $4_{\gamma} \rightarrow 2_{\gamma}$  transition as a function of excitation energy.

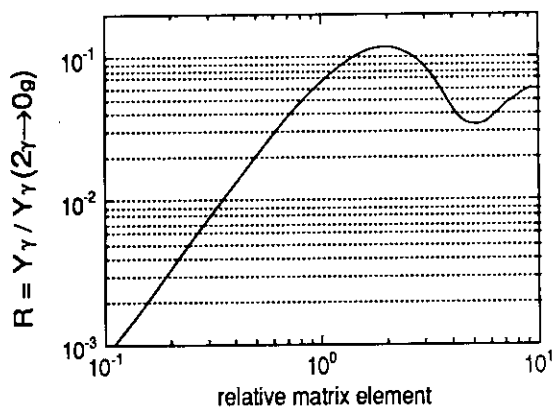


Fig. 2. Yield of  $4_{\gamma} \rightarrow 2_{\gamma}$  transition as a function of E2 matrix element.

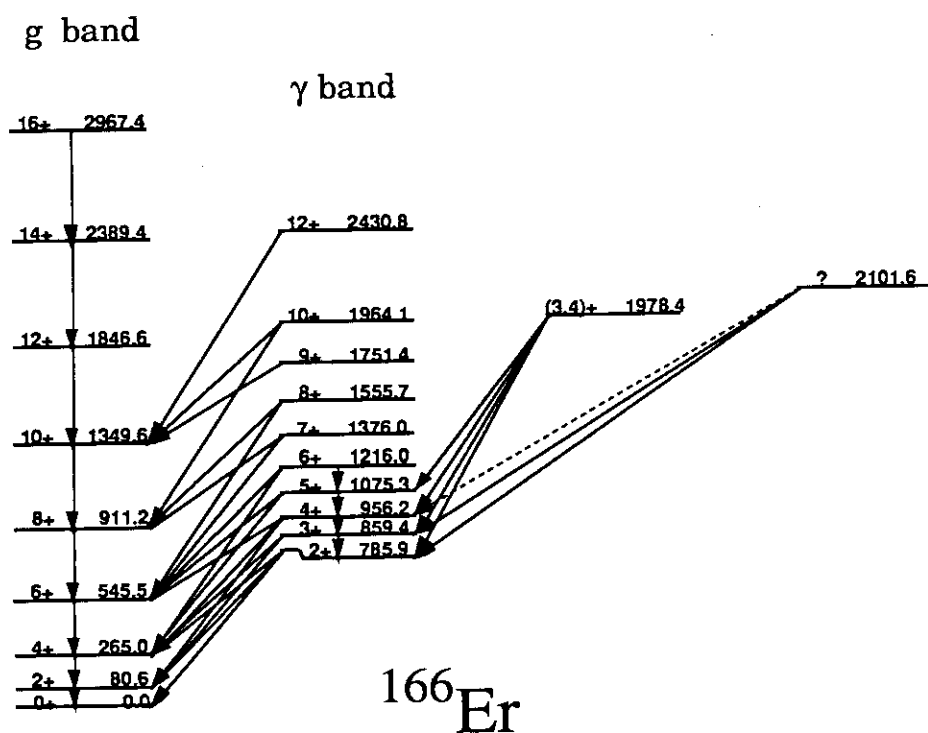


Fig. 3. A partial level scheme of  $^{166}\text{Er}$ .

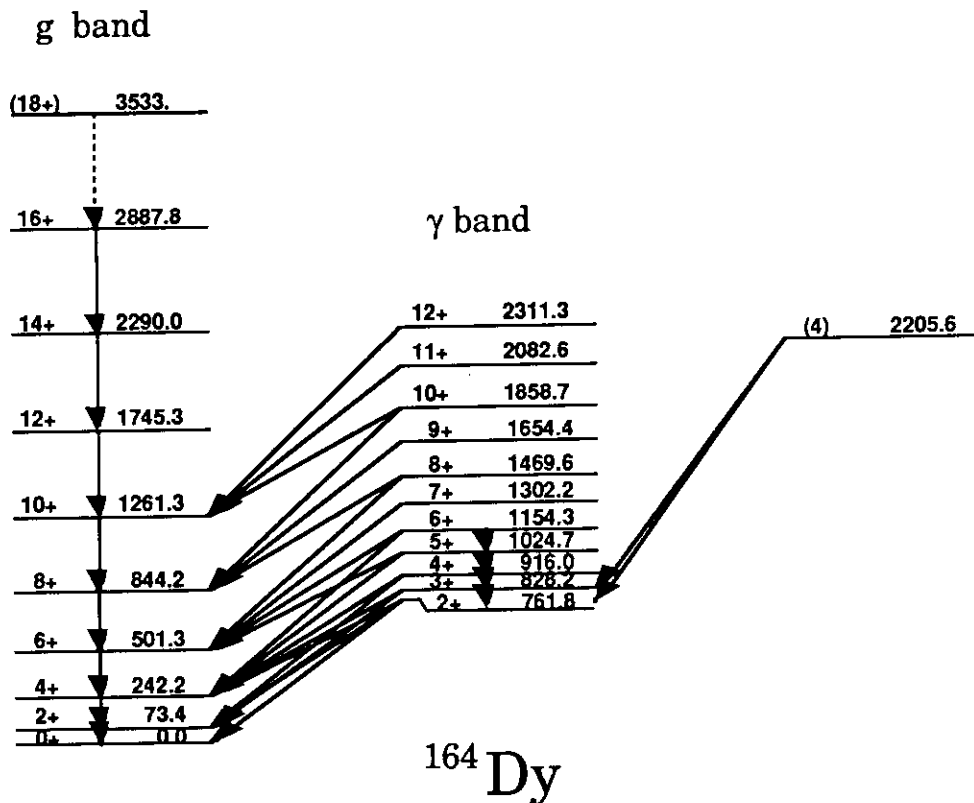


Fig. 4. A partial level scheme of  $^{164}\text{Dy}$ .

Table I Summary of two-phonon states in deformed nuclei.

nucleus	exp		cal		reference
	$\frac{E(4_{\gamma}^+)}{E(2_{\gamma}^+)}$	$\frac{B(E2; 2_{\gamma} \rightarrow 4_{\gamma})}{B(E2; 0_g \rightarrow 2_{\gamma})}$	$\frac{E(4_{\gamma}^+)}{E(2_{\gamma}^+)}$	$\frac{B(E2; 2_{\gamma} \rightarrow 4_{\gamma})}{B(E2; 0_g \rightarrow 2_{\gamma})}$	
Harmonic vibration			2.00	1.00	
$^{164}\text{Dy}$	2.894	$0.9 \pm 0.5$	2.83 - 2.93	-	present QPNM [5]
			2.64	0.66	SCCM [9]
$^{166}\text{Er}$	2.517	$0.16 \pm 0.12$			present
	2.673	$0.47 \pm 0.35$	2.67 - 3.02	-	present QPNM [5]
			2.57	0.68	SCCM [9]
$^{168}\text{Er}$	2.503	$0.53 \pm 0.12$			present
	"	$0.38 \pm 0.20$			Börner et al. [1]
			-	0.16	QPNM [5]
			2.5	0.40	MPM [6]
			2.5	1.44	DDM [7]
			2.5	0.50	sdgIBM [8]
			2.54	0.68	SCCM [9]
$^{232}\text{Th}$	1.801	$1.1 \pm 0.4$			Korten et al. [4]

shown in Fig. 1, the Coulomb-excitation cross section increases drastically as the excitation energy decreases so that the low excitation energy is advantageous in assigning the two phonon state. In spite of this speculation, we could not observe any strong peak at the energy lower than 1.34 MeV. Thus we have reported previously<sup>11</sup> that  $^{164}\text{Dy}$  has no well concentrated two-phonon state below 2.1 MeV.

Table I summarizes the energy ratio and B(E2) ratios of the two-phonon state in well deformed nuclei. The energy and B(E2) are obtained in absolute basis but the ratios of  $E(4^+)/E(2^+)$  and  $B(E2; 2_{\gamma} \rightarrow 4_{\gamma})/B(E2; 0_g \rightarrow 2_{\gamma})$  are convenient for the comparison with theoretical calculations.  $^{168}\text{Er}$  is the first case where two-phonon state is reported<sup>1</sup> and the data for  $^{232}\text{Th}$  is recently reported. The anharmonicity of the two-phonon state in  $^{164}\text{Dy}$  and  $^{166}\text{Er}$  is larger than these nuclei. The QPNM calculation<sup>5</sup> seems to be consistent with the present result.

Table II shows the decay of the observed two phonon states. The B(E2) values between the two phonon and one phonon states show a collectivity of 6 to 10 Weisskopf estimates. Since, in the harmonic limit, ratio of  $B(E2; J_{\gamma} \rightarrow 2_g)/B(E2; J_{\gamma} \rightarrow 2_{\gamma})$  becomes zero, it gives a measure of goodness of the two phonon picture. The B(E2) ratios are sufficiently small for the experimental data currently available, and supports the interpretation of two-phonon picture for these states. As to  $^{154}\text{Gd}$ , B(E2) ratios were derived from the  $\gamma$ -ray branching-ratios even though the absolute B(E2) values were not determined.

In a recent sdg IBM calculation,<sup>14</sup> it was suggested that g-boson contribution is large in  $K=4_1$  bands in transitional Sm-Gd and Os-Pt nuclei. The g-boson corresponds to the hexadecapole contribution and the observed enhancement of B(E4) in Os-Pt region<sup>15</sup> is well explained through



Table II Properties of two-phonon  $\gamma$ -vibrational states

nucleus	J	$B(E2; 2_\gamma \rightarrow J_\gamma)$ (W.u.)	$\frac{B(E2; J_\gamma \rightarrow 2g)}{B(E2; J_\gamma \rightarrow 2_\gamma)}$	ref.
Harmonic limit	4,0		0.0	
$^{154}\text{Gd}$	4	-	0.0001	Wu et al.[12]
$^{164}\text{Dy}$	4	11 (6)	0.014(7)	present
$^{168}\text{Er}$	4	5.9 (13)	<0.005	present
$^{190}\text{Os}$	4	11 (2)	0.0045 (6)	NDS[13]
	$0_2$	13 (2)	0.093 (12)	NDS[13]
$^{192}\text{Os}$	4	9.2 (9)	0.0030 (8)	present
	$0_2$	6.9 (7)	0.0182 (7)	present
$^{232}\text{Th}$	$(0_3)$		>0.25)	present
	4	10 (3)	0.006(3) <sup>a)</sup>	Korten et al.[4]

a) present

this model. In order to understand the apparent low-excitation energy of the  $K=4_1$  band head, it will be necessary to take into account the hexadecapole contribution.

#### 4. Summary

Two-phonon  $\gamma$ -vibrational states in well deformed nuclei,  $^{168}\text{Er}$  and  $^{164}\text{Dy}$ , and a transitional nucleus,  $^{192}\text{Os}$ , have been studied through multiple Coulomb excitation. Our result and recently reported results for  $^{188,190}\text{Os}$  and  $^{232}\text{Th}$  reveal the following features of the two phonon states.

The energy ratio,  $E(4_\gamma^+)/E(2_\gamma^+)$ , for the two-phonon states are fluctuated between 1.8 to 2.8. It is interesting to see that, although the phonon states are collective and expected to be observed systematically in the same energy range, the experimentally observed energy changes much even in a narrow region of  $^{166,168}\text{Er}$  and  $^{164}\text{Dy}$ . This suggests the necessity of further investigations with microscopic basis. The QPNM approach may be expected to explain such structure of two-phonon states. A gross feature of the energy ratio and  $B(E2; 4_\gamma \rightarrow 2_\gamma)$  indicates that as the neutron number increases the harmonicity becomes large; in  $^{232}\text{Th}$  a near harmonic vibration has been achieved. This feature has not been fully understood.

Recently F.K. McGowan and W.T. Milner reported<sup>16</sup> large  $B(E2)$  values between a possible two- and one-phonon vibrational states in  $^{232}\text{Th}$  and  $^{238}\text{U}$ . The  $B(E2)$  values range between 16 and 56 W.u. and are far larger than expected for the phonon state, showing disagreement with

our present understanding of collectivity in nuclei. This surprising and important result needs to be studied with high priority.

### Acknowledgements

The authors are indebted to the accelerator crew of the JAERI tandem accelerator for providing beams. We are thankful for valuable discussions by Drs. Matsuyanagi, Sugita, and Otsuka.

### References

- 1 H.G.Börner et al., *Phys. Rev. Lett.* **66** (1991) 691.
- 2 M.Oshima et al., *Nucl. Phys.* **A557** (1993) 635c.
- 3 U. Kneissl et al., *Phys. Rev. Lett.* **71** (1993) 2180.
- 4 W.Korten et al., *Phys. Lett. B* **317** (1993) 19.
- 5 V.G.Soloviev and N.Yu.Shirihova, *Z. Phys.* **A301**, 263 (1981); and private communication.
- 6 M.K.Jammari and R.Piepenbring, *Nucl. Phys.* **A487** (1988) 77.
- 7 K. Kumar, in *Nuclear Models and the Search for Unity in Nuclear Physics* ( Universitetsforlaget, Bergen, Norway, 1984 ).
- 8 N.Yoshinaga, Y.Akiyama, and A.Arima, *Phys. Rev. Lett.* **56** (1986) 1116.
- 9 M.Matsuo and K.Matsuyanagi, *Prog. Theor. Phys.* **76** (1986) 93; *ibid* **78** (1987) 591.
- 10 D.Cline, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 681; and references therein.
- 11 M.Oshima et al., *Nucl. Phys.* **A557** (1993) 635c.
- 12 X. Wu et al., *Phys. Rev.* **C49** (1994) 1837.
- 13 *Nucl. Data Sheets* **61** (1990) 243.
- 14 V.-S. Lac and S.Kuyucak, *Nucl. Phys.* **A539** (1992) 418.
- 15 F. T. Baker et al., *Nucl. Phys.* **A501** (1989) 546.
- 16 F. K. McGowan and W.T.Milner, *Nucl. Phys.* **A562** (1993) 241; *ibid* **A571** (1994) 569.

## 22. TSUKUBA GAMMABALL による $X^0$ の探索

坂井光夫 東京大学 原子核研究所

我々は1986年暮れより6年余りの間、重い原子核に $e^+$ を照射する場合に、同じエネルギーを持つ $e^+$ と $e^-$ が同時に発生する奇妙な現象につき研究をつづけてきた。この現象は初めOak Ridge Nat. Lab.において $^{68}\text{Ge}$  positron emitterからの $e^+$ をThに照射しこのtargetより発生する $e^+$ と $e^-$ を同時計数法で測定したところ $e^+$ と $e^-$ の同時計数スペクトラムはそれぞれ345keVでピークをもつことを発表したことから始まる<sup>1)</sup>。ただし、この現象はその後のArgonne<sup>2)</sup>とFrankfurt<sup>3)</sup>の実験で否定されたが、筆者の見解ではこれらの実験結果は否定的とはいえない。Argonneの当事者も2年前同研究所を訪れた際の討論で筆者の見解に同意している。

さて、我々の実験方法は同時計数法ではなく、もし同時計数スペクトラムでピークが出るならば単色の電子線が発生している筈であり、核研のair-core spectrometerでその存在を確認しようとするものである。これまでの3回の実験でいずれの回も実験誤差内でenergyの等しい330-keVの単色電子線を発見した<sup>4,5,6)</sup>。この3回の実験結果のenergyとcross sectionの平均値はそれぞれ $330.3 \pm 0.3 \text{ keV}$ ,  $149(1 \pm 0.13 \pm 0.25) \text{ mb}^{4)}$ であった。

これより先、1980年頃よりドイツDarmstadtの国立重イオン研究所でUとUのごとき重い原子核同士の衝突により発生する $e^+$ と $e^-$ の同時計数実験の結果、その和スペクトルに5本のピークが現われることが発表された<sup>7)</sup>。蓄積された実験結果を合理的に説明するシナリオはこの反応により未知中性物体 $X^0$ が発生しこれが $180^\circ$ にcorrelateした同じenergyの $e^+$ と $e^-$ を放出して崩壊するというものである。上記のうち $640 \pm 10 \text{ keV}$ の和energyを持つピークが報告されているが、その半分の320 keVはOak Ridgeと我々の結果とほとんど同じくU+Uと $e^+$ +Thは表面上は全く異なる現象であるが $e^+e^-$ 発生機構で共通した物理現象が存在していることを示唆しているとも考えられる。

上述のごとく核研の実験は単色電子線の発生を確認しただけで2体崩壊を証明したものではない。一般的に量子電磁気学によれば中性物体が $e^+$ と $e^-$ を放出して崩壊する場合その競争過程とし $180^\circ$ correlateした同じenergyを持つ $2\gamma$ 崩壊の存在が推論される。この場合のガンマー線のenergyは $(511 + E_x) \text{ keV}$ で計算され電子線のenergyが330keVの場合はこの式から841keVとなる。ただしこの $2\gamma$ 発生は高次の相互作用によるものであるためbranching ratioは $\sigma(2\gamma)/\sigma(e^+e^-) = \alpha^2$ すなはち $10^{-4}$ のorderとなり<sup>7)</sup>電子線の発生の実験から計算すれば $2\gamma$ 発生cross sectionは $15 \mu\text{b}$ と小さいものである。このことはU+U反応の場合にもあてはまり、実際Berkeleyでは1986から1989年にかけてcorrelated  $2\gamma$ 探索の実験がcrystal ballを用いて本格的に行われた。しかし決定的な証拠はえられなかった<sup>9,10,11)</sup>。

われわれは330-keV単色電子線発見による2体崩壊の仮定されたシナリオを確認すべく核研において1988,1989,1992年の3回 Ge detector 3台を用いた  $2\gamma$  の同時計数実験を行ったが実験装置の感度が、この小さなcross sectionを持つ現象の検出には不足で失敗におわった。

今回、筑波大学加速器センター古野研究室の全面的な協力で同センターの crystal ball を用いて  $180^\circ$  correlate した841-keV energy を持つ  $2\gamma$  探索の実験が行なわれることになった。測定装置は互いに向き合った3対の Ge detector からなり、その軸の交差角は  $63.4^\circ$  である。それぞれの detector には BGO anti-Compton shield が装備されまた各々の回路には pile-up rejector が付いている。この実験の他のガンマー線の同時計数実験と全く異なりまた最も困難な点は歴大な量の511-keV annihilation radiation の存在する状況で極めて稀な event を拾い上げることである。この511-keV radiation による pile-up pulse が問題の841-keV energy 付近に強大な background を作り 目指すピークはその中に埋没されてしまうからである。したがって pile-up rejector はこの種の実験では不可欠のものである。

ところで pile-up rejector というのは分かりやすくいうと一つの pulse が来たときその前後に busy time  $t$  の屑籠を作りその時間内にくる pulse を屑としてこの籠の中に捨てて消してしまう devise ということができる。したがって counting rate が  $f$  である場合一つの pulse がこの trap 群を通り抜けてADCに到する確率  $P$  は

$$P = \exp(-2tf) \quad 1)$$

と書き表される。たとえば  $t = 7\mu\text{s}$  の場合は

$$P = \exp(-0.693f/49.5) \quad 2)$$

となる。(  $f$  の単位は kc)

今回の実験の場合 positron emitter として  $^{82}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 25\text{d}$ ) を用いるので  $f$  の殆どは  $^{82}\text{Sr}$  の annihilation radiation ( $f_1$ ) と  $^{82}\text{Sr}$  に混在する (p,n) 反応により生ずる  $^{85}\text{Sr}$  ( $T_{1/2} = 65\text{d}$ ) からの 514-keV nuclear gamma ray ( $f_2$ ) より成る。841-keV の genuine  $2\gamma$  が検出される為には上記の2つの核種からの pulse により作られた trap 群を各々の  $\gamma$  線が通り抜けなければならない。したがって genuine  $2\gamma$  の検出確率は上記の確率  $P$  を2乗すればよい。しかし事情を複雑にするのは511-keV, 514-keV の  $\gamma$  線の吸収を841-keV のそれに比べて高めるために各々の detector の前に Pb 4mm thick の absorber を置くことから生じる。511-keV, 514-keV の  $\gamma$  線のこの absorber の透過率を  $A$  と置き  $f_1, f_2$  を実験開始時の absorber 無しの場合の各々の核種の counting rate とし genuine gamma ray の各々が trap 群を通過して coincidence する確率は511-keV  $\gamma$  線が  $180^\circ$  correlate しており、514-keV  $\gamma$  線は単独のものであることに注意し、さらに decay を考慮するとその確率は次のごとく書き表される。

$$P(t) = \exp[-0.693/49.5 \{ (2A - A^2)f_1 \exp(0.693t/25) + 2Af_2(0.693t/65) \}] \quad 3)$$

(  $t$  in units of day).

筑波における第一回の実験は94年3月11日より23日まで行われた。 $^{82}\text{Sr}$  は Los Alamos Nat. Lab. 製のもので  $2\text{mm}\phi$  の  $100\mu\text{Ci}$  の activity が  $75\mu\text{m}$  の Mylar 膜に挟まれた立派な sealed source であった。この thin disk source を  $4\text{mm}\phi, 1.3\text{g}/\text{cm}^2$  の Th metal target 二枚の間に挟み

source-target assembly としこれを crystal ball の中心に置き このtarget から発生する841keV の $\gamma$ 線の存在を3 pair のdetector により調べた。結果は残念ながら不成功に終わった。その主な原因は $^{85}\text{Sr}$  が $^{82}\text{Sr}$  の9.5 倍あり、即ち  $f_2=9.5f_1/2$  で 4mm thick Pb の  $A=0.43$ ,  $f_1=29.6\text{kc}$ ,  $f_2=140.6\text{kc}$  を3)式に代入すると  $P(t)$ は

$$P(t)=\exp[-0.693/49.5\{20.0\exp(-0.693t/25)+120.7\exp(-0.693t/65)\}] \quad 4)$$

となる。この式から実験開始時と10日目における  $P$  は  $P(0)=0.139$ ,  $P(10)=0.177$  となる。一方もし  $f_2=0$  すなわち  $^{85}\text{Sr}$  が混在しない場合には  $P(0)=0.756$ ,  $P(10)=0.809$  となる。 $^{85}\text{Sr}$  の混在が如何に実験に障害になるか明瞭である。したがって次回は $^{85}\text{Sr}$  の混在が少ないsource を用いて実験を行う予定である。

なほこの実験は筑波大学加速器センター古野興平、小松原哲郎、向 淳子 ほか古野研究室員により行われた。

#### 文献

- 1) K.A. Erb, I.Y. Lee and W.T. Milner, Phys.Phys.Lett.B 181,52 (1986)
- 2) R.Peckhaus, Th. W.Elze, Th.Happ and Th. Dressel, Phys.Rev.C 36,83 (1987)
- 3) T.F.Wang, I.Ahmad, S.J. Freedman, R.V.F.Janssens and J.P. Schiffer, Phys.Rev.C 36,2136 (1987)
- 4) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imanura, K.Omata, S.Ohya and T.Miura, Phys.Rev.C 38,1971 (1988)
- 5) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imanura, K.Omata, S.Ohya, S.Muto, Y.Gono and S.Chonacki, Phys.Rev.C 44, 944 (1991)
- 6) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imanura, K.Omata, Y.Gono, T.Miura and S.Chonacki, 36,2136 (1993)
- 7) W. Koenig, E.Berdermann, F.Bosch, S.Huchler, P.Kienlei, C.Kozuharov, A.Schroter, S.Schuhback and H.Tsertos, Phys.Lett.B 218,12 (1989)
- 8) A.B. Balantekin, Proc. of the XIth Oaxtepec Symposium on Nuclear Physics, Oaxtepec, Mexico, January 1988, Mad/NT/88-02
- 9) W.E.Meyerhof, J.D. Molitoris, K.Danzmann, D.W. Spooner, F.S. Stephens, R.M. Diamond, E.-M. Beck, A.Schafer and B. Muller, Phys.Rev. Lett.57, 2139 (1986)
- 10) K.Danzmann, W.E.Meyerhof, E.C. Montenegro, Xiang-Yuan Xu, E. Dillard, H.P. Hulskotter, F.S. Stephens, R.M. Diamond, M.A. Deleplanque, A.O. Macchiavelli, J. Schweppe, R.J. McDonald, B.S. Rude and J.D. Molitoris, Phys.Rev. Lett.59, 1855 (1987)
- 11) K.Danzmann, W.E.Meyerhof, E.C.Montenegro, E. Dillard, H.P. Hulskotter, N. Guardala, D.W. Spooner, B.Kotlinski, D.Cline, A. Kavka, C.W. Beausang, J. Burde, M.A. Deleplanque, R.M. Diamond, R.J. McDonald, A.O. Macchiavelli, B.S. Rude, and F.S. Stephens Phys.Rev. Lett.62, 2353 (1989)

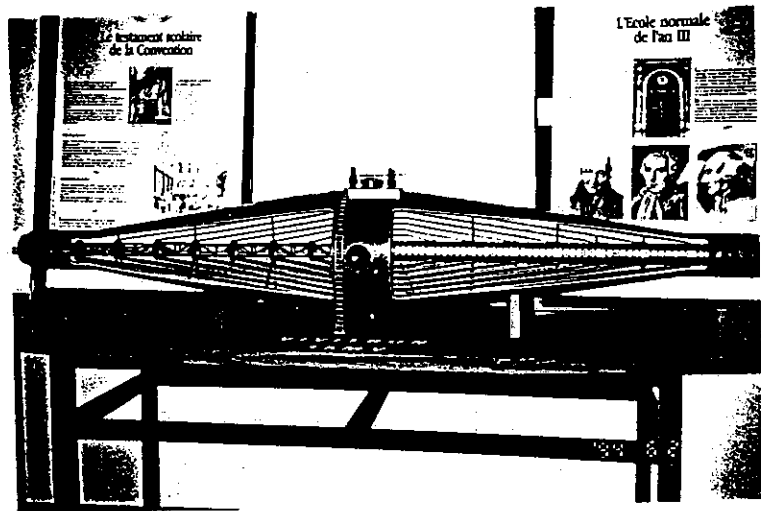
## 23. ヨーロッパにおけるクリスタルボール事情

理研放射線研 岸田 隆

私、岸田はこのたび九州大学理学部の郷農靖之先生とともに、IN2P3 - RIKEN 研究協力協定からの旅費の援助を得て、欧州のいくつかの核分光実験施設を訪れる機会を持ちました。私たちの旅程はフランス、ドイツ、デンマーク、スウェーデンの計4カ国にわたるもので、6月18日から7月8日までの3週間を費やしました。

最初の訪問地は地中海に面した南仏の町、アンティープでした。ここでは「低励起エネルギーにおける原子核の形と構造」と題された国際会議が開催されました。この会議は参加登録者が約140名、口頭発表はすべてプレナリトークで数は43、そしてポスターセッションのポスター総数74、という規模で行われました。会議の内容は題名が示すように核分光的研究手法に基づいた原子核構造に関する議論がトピックスの大半を占めました。それ以外の話題としては、超重元素の話、安定線から離れた原子核のベータ崩壊、ダブルベータ崩壊、錫100の話、などがありました。

第2の訪問地はフランスのアルザス地方に位置するストラスブールのCRNでした。この研究所では新しい大きな加速器と新しい大きな検出器が今まさに動こうとしているところでした。新しい加速器というのは VIVITRON という加速器で下図に模型の写真を示してあります。この加速器はなかなか思い通りに稼働しないことで世界的に有名になってしまいましたが、ちょうど私たちが訪れていた時に 14MV の加速電圧でビームを実験標的位置まで通すことに成功していました。さらにその数日後 16MV の加速電圧でのビームトランスポートに成功し、CRN ではひとまずこのビームエネルギーで実験を行なうことを決心したようです。しかしながらこの加速器の設計上の最高加速電圧は 35MV ですので、現状

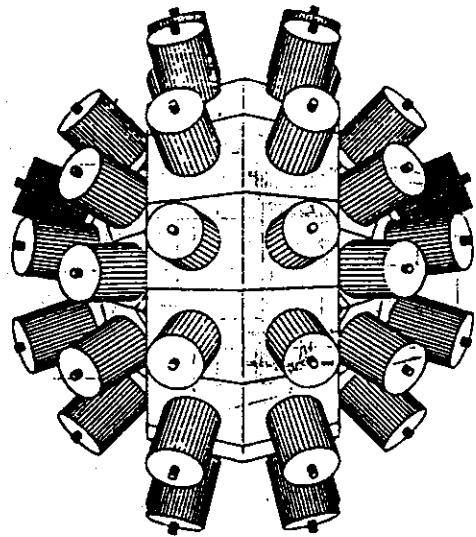


VIVITRON の模型

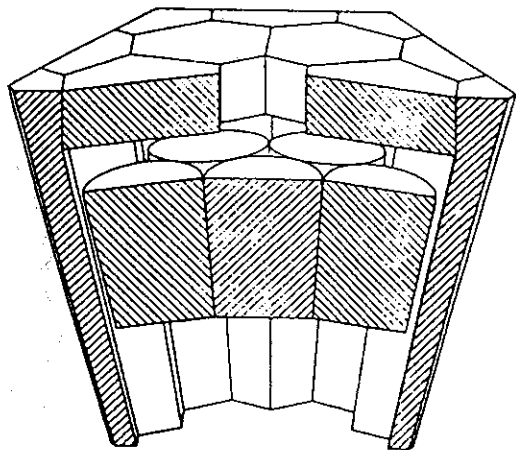
はまだまだ満足のゆくものではありません。したがって CRN では引き続き加速器調整の努力がなされることと思われます。一方、新しい検出器である EUROGAM II は全てがまさにちょうど完成し、今やビームを待っている状態でした。この検出器は 30 個の個別型 Ge 検出器と、24 個のクローバー型 Ge 検出器から成っており、チャンネル数 126 という世界最大の Ge 検出器です。CRN がビームエネルギーが低いままでの実験開始を決心した最大の理由は、このパワフルな検出器の準備が整ったことにより現状のビームでも多くの成果が挙げられると判断したからだと思います。検出器への液体窒素の補給は、全自動で行なわれています。半日に 1 回の補給なのですが、ほぼ 1 日で 300 l のデュワー 2 本が空になってしまいます。データ収集はグループが独自に開発した VXI ボードで行なわれており、我々が通常使っている NIM のモジュールは、パルサーが 2、3 台使われているのみでした。このような大きな検出器を動かすには制御システムにもかなりの予算と技術的努力をつぎこまなくてはならないということは常識ですが、今回の訪問ではそれらを実物に則して実感することができました。

第 3 の訪問地はドイツのユーリッヒにある KFA という研究所でした。ここでは、R. リーダー氏の率いるグループがクラスター型 Ge 検出器システムの開発を行なっております。クラスター型 Ge 検出器というのは六角形の Ge 結晶 7 つが 1 つのカプセルの中に組み込まれたもので、システムとしてはさらにその外側を BGO のコンプトンシールドが覆う形になっており、一組全体の重さが 100kg にも達する代物です。この検出器は先程紹介した EUROGAM II の次を担う検出器である EUROBALL III のために開発されたものです。EUROBALL III ではこのクラスター型 Ge 検出器を 15 組使う予定です。クラスター型

Ge 検出器はすでに 1 台完成していたのですが、我々が訪問したときはテストのためにケルン大学へ運びこまれていて、実際に目にすることができたのはコンプトンシ



EUROGAM II



クラスター型検出器

ールド用の BGO 検出器だけでした。EUROBALL III は 1997 年の完成が予定されています。完成後、1 年半から 2 年の間イタリアのレニャロに設置され、その後ストラスブルに移すことが計画されています。また、特筆すべきは、そのストラスブルでの 1 年から 1 年半にわたった実験の後に、RI ビームを持った施設に EUROBALL III を移す計画があるということでした。

第 4 の訪問地はデンマークのリソにある NBI でした。ここでは NORDBALL という検出器を用いた実験が精力的に行なわれていました。20 個の個別型 Ge 検出器で作られたボールというのは、日本にはもちろん存在していない大きな検出器だったのですが、巨大な EUROGAM II やクラスター型 Ge 検出器システムの一部を見たあとでは、なんだかかわいらしい小さな測定器に見えてしまいます。データ収集系も基本的に NIM のモジュールで構成されていました。ところで NBI の核分光研究グループは EUROBALL III 実験への参入を計画しています。そのため、1996 年に NBI での加速器による実験をシャットダウンして EUROBALL III に備えるといった可能性も、いま所内で真剣に考えられているそうです。

最後に我々はルント大学を訪問し、その理論グループを相手に我々の最新の実験データを元にしたセミナーを行ない、好評を得ました。

以上で、我々の欧州の旅は終わったわけですが、最後にルント大学の浜本先生からみなさまにちょっとした宿題がありました。それは「hyper deformation という言葉を日本語に翻訳する時、どういった用語になおせばいいのか」ということです。ちなみに浜本先生自身は、かつてそういった機会があったときに「超越変形」と翻訳したそうです。また、東京大学理学部の矢崎先生は「極超変形」という言葉を使いました。みなさんは何かいいアイデアをお持ちでしょうか。もし、何かよい言葉がございましたら、ぜひ理化学研究所の岸田まで御一報ください。しかるべき機会に、そういった皆様のアイデアを公表いたしたいと思います。



## 24. クリスタルボールのデザインについて

千葉工大自然系 菅原 昌彦

### 1. はじめに

ここでは、原研クリスタルボールの第0次案ともいえるデザインを示し、その性能について簡単に述べる。

### 2. 検出器の配置について

当初は予算規模との兼ね合いから、clover型Ge (20台)、individual型 (10台) から成るクリスタルボールを考えていたが、その後、ビーム軸に近い角度に放出される $\gamma$ 線 (回転バンド内のE2カスケード遷移はこの方向への $\gamma$ 線の放出が相対的に強い) の検出効率が低いのではないかとの意見が出され、今のところ、前方と後方に一つずつ、cluster型Geの中心部分を取り除いたものをさらにつけ加えたデザインになっている。Fig. 1にGe検出器全体の配置が分かる図を示す。さらにFig. 2には、各typeのGe検出器のビーム軸からの角度と中心からの距離が分かる図を示す。

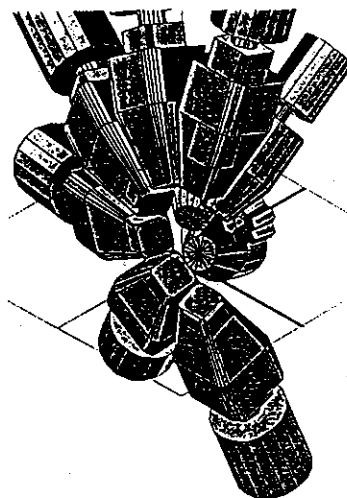


Fig. 1 Ge検出器の配置

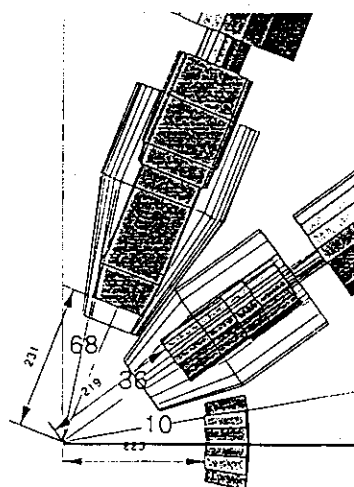


Fig. 2 Ge検出器の距離及び角度

これらの配置を基に各検出器の有限立体角による1.33MeV $\gamma$ 線に対するDoppler broadeningを見積もると、Fig. 3のようになる。この場合、反跳核の $\beta$ としては約8%を仮定しているが、これはprojectileがtargetよりも非常に重い、いわゆるinverse kinematicsの場合の典型的な値であり、ビームが標的よりもかなり軽い通常の運動学の場合の $\beta$ の値はこの約半分程度と考えられる。

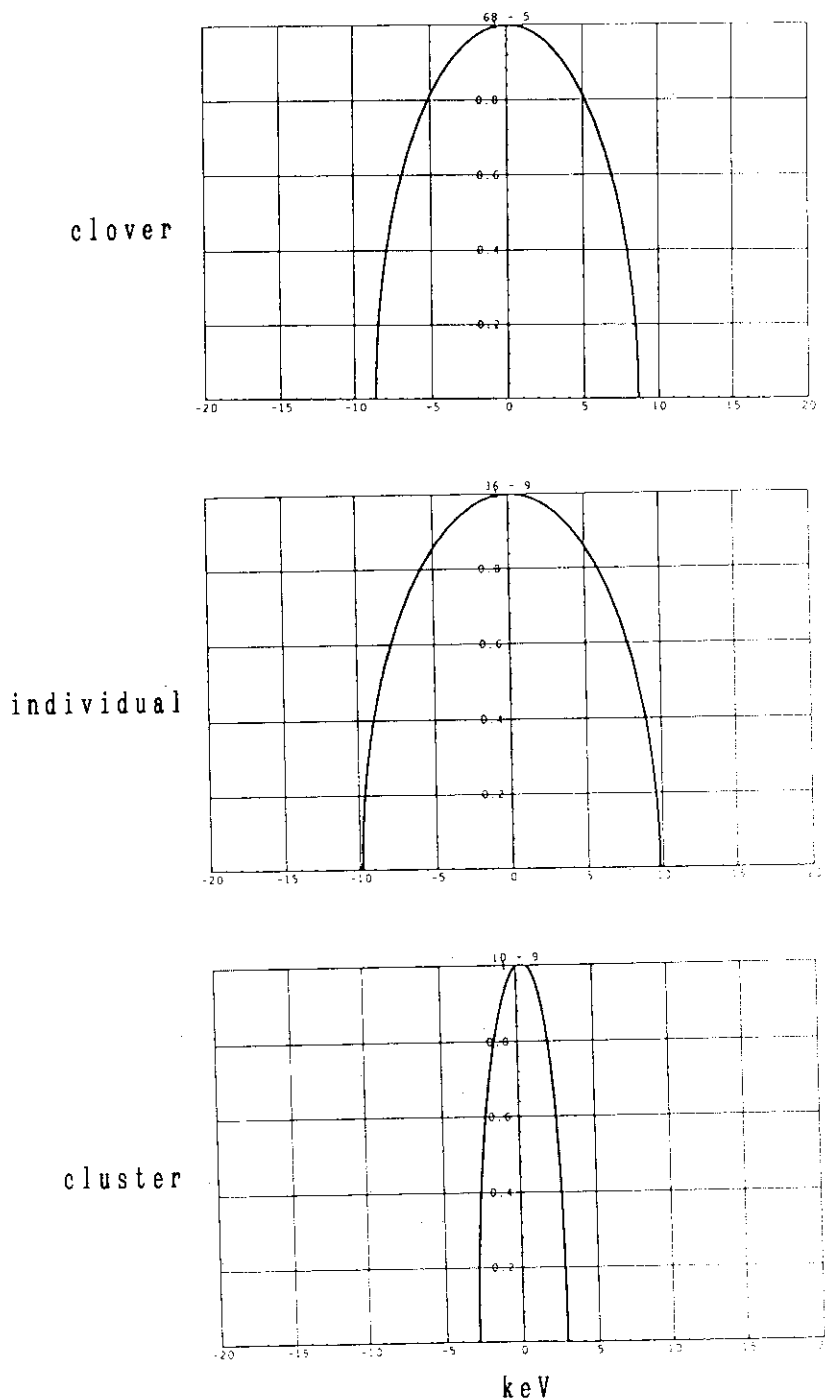


Fig. 3 各タイプの検出器におけるDoppler Broadening

3. クリスタルボールの全体としての性能

Table 1に各検出器の性能を、現在世界中で稼働中あるいは計画中のものと比較対照したものを示す。さらにTable 2には、クリスタルボール全体としての性能を比較対照したものを示す。この表を見ると、現在われわれが計画中のクリスタルボールは性能としてGASPを上回りEUROGAMIIに近づくものである事が分かる。

Table 1

Features of the detector modules used in various arrays for  $E_\gamma = 1.33\text{MeV}$ .

Array	N	$R_{\text{co.}}$ (cm)	$\Omega_{\text{co.}}$ ( $10^{-3}$ )	$\epsilon_{\text{ph}}$	$\Omega_{\text{co.}} \epsilon_{\text{ph}}$ ( $10^{-3}$ )
GASP(w. BGO ball)	40	27.0	2.7	0.27	0.73
EUROGAM I	45	20.5	5.1	0.24	1.22
EUROGAM II					
Individual	30	20.5	5.1	0.24	1.22
CLOVER	24	23.0	9.3	0.21	1.94
EUROBALL III					
Individual	25	30.0	2.7	0.24	0.65
Trapez. CLOVER	12	29.0	7.4	0.24	1.78
CLOVER	24	23.0	9.3	0.21	1.94
CLUSTER	15	43.0	10.2	0.31	3.19
JAERIBALL					
(tentative)					
CLOVER	20	23.1	9.2	0.21	1.93
Individual	10	21.9	6.2	0.27	1.67
Encapsulated	12	22.3	6.2	0.20	1.24

Table 2

Features of arrays for  $E_\gamma = 1.33\text{MeV}$ ,  $M_\gamma = 30$  and  $v/c = 0.04$ .

Array	N	$\Delta E(\text{keV})$	(P/T)...	$P_{\text{ph}}$	R	$\alpha_{\text{ph}}$	$\alpha_{\text{ph}}^2$
NORDBALL	20	7.3	0.43	0.011	4.9	$2 \times 10^{-3}$	$8 \times 10^{-6}$
GASP(w. BGO ball)	40	7.0	0.54	0.030	6.4	$6 \times 10^{-4}$	$1.7 \times 10^{-6}$
EUROGAM I	45	7.5	0.49	0.047	5.4	$6 \times 10^{-4}$	$1.4 \times 10^{-6}$
EUROGAM II	54	6.8	0.51	0.077	6.3	$3 \times 10^{-4}$	$5 \times 10^{-6}$
EUROBALL III	76	5.6	0.60	0.13	8.9	$8 \times 10^{-5}$	$6 \times 10^{-6}$
JAERIBALL	42	6.5	0.44	0.063	5.6		

注) 各数値については参考文献1)を参照して下さい。

参考文献

- 1) EUROBALL III, European  $\gamma$ -ray facility, December 1992

## 25. データ収集系について

筑波大学・物理学系・加速器センター  
小松原哲郎

### [要旨]

多数の $\gamma$ 線検出器から構成されるクリスタル・ボールを用いた実験で、より効率的にデータを収集するコンピューター・システムについて考察する。これまでのシステムとして、筑波大で開発されたもの及びEUROGAM IIのシステムを紹介する。新システムの例としてGe検出器が125台で構成される場合についてのデータ収集系を考えた。Ge検出器の中性子損傷による分解能の劣化を最小限にする為には、dead timeが少なく効率の良いシステムが有効である。これを実現する為に事象平行処理 (parallel event trigger mode) について考察した。

### ○ クリスタル・ボールの為のデータ収集系

多数のGe半導体検出器を球状に配置したクリスタル・ボールによる同時計数実験において、データ収集系は実験条件や観測する物理量に密着し非常に重要な実験装置の一部である。クリスタル・ボールは主に原子核の高スピン状態の観測の為に $\gamma$ 線の同時計測を行う装置である。原子核は最大スピン60 hbar程度の角運動量を持つ事ができるが、一方光子は、スピン1~2程度しか持ち出せない。この為、高スピン状態が脱励起する際には多数の $\gamma$ 線がほぼ同時に放出される。クリスタル・ボールによる同時計数実験で、これらの $\gamma$ 線を同時に観測し準位構造を組み上げるのである。この際、 $\gamma$ 線のエネルギー分解能は最も重要である。さらに、励起準位の半減期を知る上で、時間情報も重要である。また、これらの $\gamma$ 線を放出した原子核を同定することも必要である。陽子や $\alpha$ などの蒸発荷電粒子や、蒸発中性子との同時計測は核融合蒸発過程で生成された残留核の核種を知る上で非常に有効である。原研タンDEM・ブースター施設では反跳複合核との同時計測も計画されている。さらに、クーロン励起や深部非弾性散乱により散乱された原子核と、 $\gamma$ 線との同時測定も非常に興味ある課題である。この様に多岐にわたる実験に対応出来る様に、ある程度の拡張性があるデータ収集系が望ましい。そして最も重要な事は、 $\gamma$ 線のエネルギー分解能を損なわずに、クリスタル・ボールの持つ性能を最大限に発揮できるシステムの開発である。

### ○ 筑波ボールのデータ収集システム

筑波大学加速器センターに設置されているクリスタルボールは、6台のGe検出器により構成される。コインシデンス・データは、NIM-CAMAC-VMEを経て、VMEコンピューター(OS9)に一度収集された後、ethernetによりunixコンピューターへ転送される。event dataは8mmテープに記録されるが、その最大書き

込み速度は約 200kbyte/sec である。外部からの電氣的ノイズを遮断する為に、コンピュータ間を接続する ethernet に光ファイバーを持ちいた。以下にその概要を列記する。

ADC : セイコー 1821 211MHz  
 TDC : LeCroy FERA 4300B  
 Branch Driver : CES CBD8210  
 VME : MOTOROLA Delta 3000  
     CPU        MC68030 (25MHz)(MVME147S)  
     Memory    8Mbyte  
     Disc       100Mbyte  
     OS         OS9  
 WS : DEC 5000/200 (ultrix) 2 台

#### o EUROGAM II のデータ収集システム

EUROGAM II は今日最大のクリスタル・ボールである。30 台 Ge 検出器に加え、4 つの Ge 結晶を組み合わせたクローバ検出器を 24 台配備している。合計すると Ge 検出器は 126 台である。このクリスタル・ボールのデータ収集系は、これ専用開発された VXI モジュールから構成される。このモジュールには、アンプ、タイミング・アンプ、ディスクリミネータ、TAC、ADC が全て一体に組み込まれ、VXI bus を通して VME コンピュータに接続されている。ADC には逐次比較型 ( successive approximation ) BURR-BROWN PCM79P 16bit が用いられている。

#### o GAMMASPHERE について

GAMMASPHERE は米国、カナダ等の共同で作られているクリスタル・ボールである。LBLにて稼動し始め、現在 42 台の BGO-ACS 付 Ge から構成されている。将来的には、120 台になるとの事である。データ収集系は現在は、ADC として ORTEC の AD413 を用い、CAMAC-FERA を基本に構成されている。将来は EUROGAM と同様に VXI モジュールで集積度を高める予定である。

#### o データ収集系の設計

クリスタルボールによる  $\gamma$  線同時計測実験を念頭に置き、多数のモジュール、高計数率に対応出来るデータ収集システムの設計を試みた。このデータ収集系を設計する上で重要な点を以下に挙げる。

- [1]  $\gamma$  線のエネルギー分解能を損なわない事。
- [2] 時間分解能も重要、時には、より広いタイムレンジも要求される。
- [3] 大量のデータの高速処理とテープへの高速書き込み。
- [4] Dead time を最小にする。
- [5] ゲイン変動や分解能の自己診断機能。

より具体的には、以下の項目に対処しなければならない。

- ・ pile up rejection
- ・ energy calibration
- ・ amp. gain
- ・ High Voltage
- ・ HV shutdown
- ・ trigger, time constant & delay
- ・ rate meter
- ・ dead time counter

#### o 事象平行処理 ( parallel trigger mode )

クリスタルボールに使用される、高分解能のGe半導体検出器にとって、最も深刻な問題は中性子損傷による分解能の低下である。インビーム実験では、核反応と同時に放出される多数の $\gamma$ 線を測定するが、同時にこの反応に伴い、通常1~3の中性子が放出される。中性子が検出器内のGe原子核に衝突し、徐々に結晶に損傷をあたえる。この損傷を最小限にする為には、無駄な核反応を起こさない事、即ち、データ収集系の dead time を最小にする事である。この目的で、parallel trigger mode を提案する。従来の common trigger は 1 event が起こると分解時間内に観測を行い、その後はコンピューターの処理が完了するまで他の測定器は休止状態である。しかし、クリスタル・ボールが大型で立体角が大きくなれば、この dead time の間に残りの検出器だけで次の測定が可能になる。従って parallel trigger mode を採用を検討しなければならない。

この parallel trigger mode を実現するには、各々のデータのタグとして時刻を記録する必要がある。仮に、3バイトをこれに利用したとする。クロックとして1MHzの信号を用いると、最大16.8秒まで記録できる。データ収集系は、この時刻を頼りに同一の事象のデータを集めてテープに記録する。

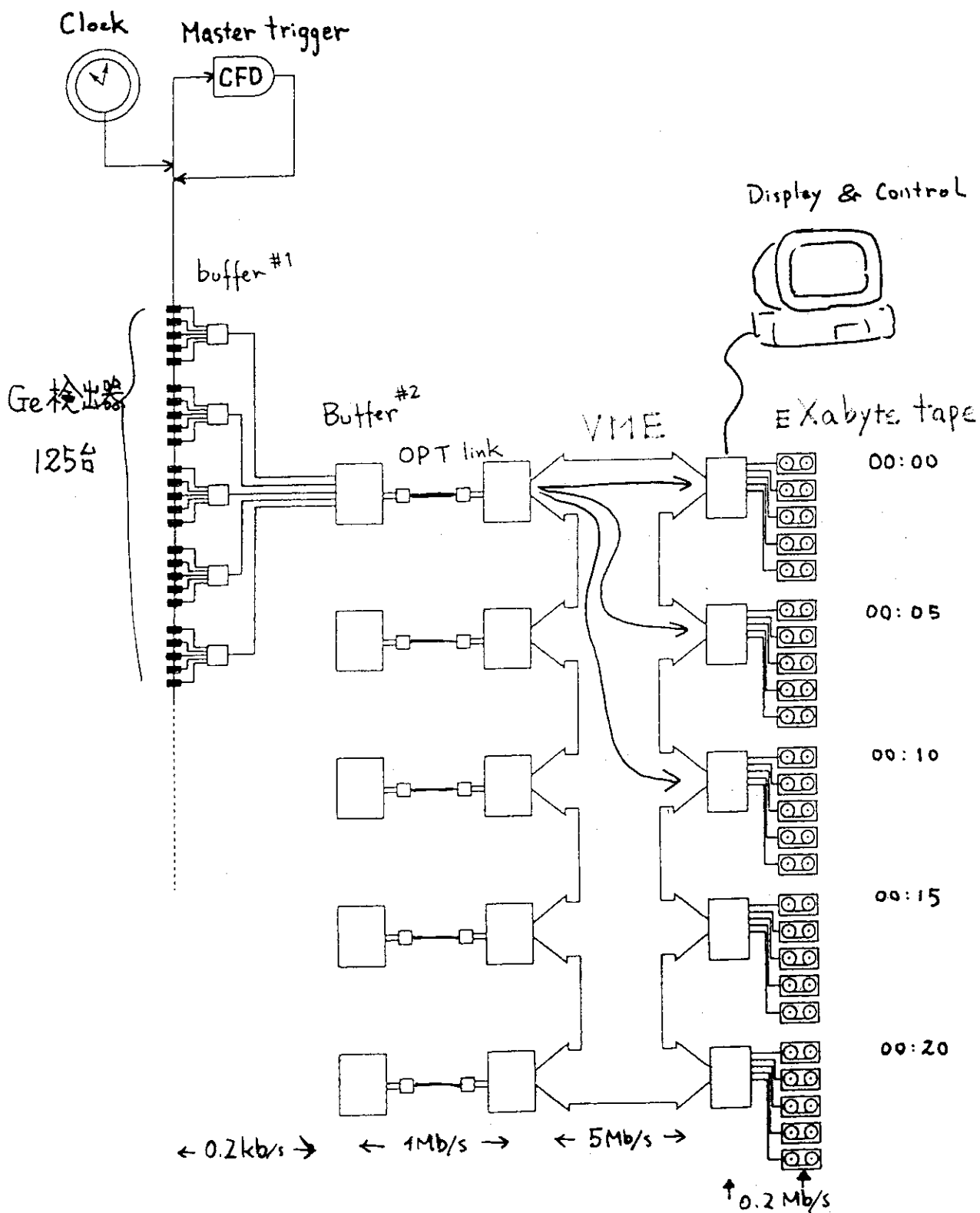
#### o 大型クリスタル・ボールの為のデータ収集系

クリスタル・ボールは多数のGe半導体検出器から構成されるが、ここでは125台の検出器を想定してデータ収集系の構成を試みた。一台のGe検出器からの情報は、エネルギー信号、時間信号にそれぞれ2バイト、そして、検出器の位置のタグとして1バイト必要である。さらに、前述の parallel trigger mode の為の時刻を記録する為に3バイト必要なので、合計8バイトのデータ量となる。以下に設計の為のパラメータをあげる。また、125台の検出器からテープ記録装置までのデータの流れを次ページの図に示す。

- o event rate : 30,000 /sec
- o fold number : 20
- o data format : 8 byte/detector
- o counting rate : 5kcps (一台のGe検出器の計数率)
- o total data : 5 Mbyte/sec
- o transfer speed of VXI bus : 40 Mbyte/sec
- o writing speed on ExaByte tape : 0.2 Mbyte/sec (increasing upto 0.5 Mbyte/sec)

この試算の結果、データ量は大量で5 Mbyte/secになる。このデータをすべて ExaByte テープに書き込むとすると、25台のテープ装置が必要になる。しかし、一方で、VXIバスの転送スピードは理想的には40 Mbyte/secであるので、この大量のデータをなんと扱う事が出来るはずである。

# 125台のGe検出器によるData収集システム



## 26. 反応残留核種同定のための蒸発粒子多重度測定装置

筑波大物理 向 淳子

### 1 はじめに

原子核の高スピン状態の観測には、重イオン融合・軽粒子蒸発反応によって目的の核種の高励起状態を生成し、その脱励起の $\gamma$ 線を測定するという、インビーム分光の手法が広く用いられる。原研のタンデム・ブースター加速器の完成によって、より重い元素・より高いエネルギーのビームが利用できるようになり、従来到達し得なかった領域の核構造の研究が可能になった。反面、この様な重元素・高エネルギーのビームによる融合蒸発反応では非常に多くの出口チャンネルが開くため、 $\gamma$ 線放出核種を決定する方法を確立しておかねばならない。

インビーム実験における代表的な核種同定法として、

- 1) 反跳核質量分析 (RMS)
- 2)  $\gamma$ 線多重度と総エネルギーの測定 ( $M_\gamma, \Sigma E_\gamma$ )
- 3) 蒸発粒子多重度計測 (PID)

の3つが挙げられる。このうち、1)は、原研ブースターの重い高エネルギービームを最大限に生かした非常に有力な手段であり、実際、池添らによってRMS装置の建設が進められ、間もなくブースターコースへ搬入されると聞いている。が、クリスタルボールと併用して $\gamma$ 線の多重測定を行うという立場から見ると、輸送効率の制限のため、収率があまり大きくならないのが難点である。また、反跳核が磁石の焦点面に達する前に放出される $\gamma$ 線は測定できないので、寿命の短い高励起準位を観測する目的には適さない。2)の方法は、例えばNORDBALLのInner Ballなど、 $4\pi$ に近い立体角を覆ったBaF<sub>2</sub>やBGOのような高効率のシンチレータのボールを用いて、盛んに行われている。この方法は(HI,xn)反応の分離には有効だが、荷電粒子放出チャンネルが開く反応では識別が困難になる。また、原研クリスタルボール第1期計画のような中小規模のボールでは、Inner Ballを置くためにターゲットとGe検出器の間の距離を広げるのは、必ずしも得策ではない。

3)は荷電粒子検出器と中性子検出器をクリスタルボールと併用するもので、大立体角・多分割のSi検出器と複数の有機液体シンチレータという組み合わせが実際的である。これは3つのうちで最も簡便かつ安価な方法だが、その有効性はNORDBALL + Si Ball + Neutron Wall系で実証済みである[1]。核種の分離能力は非常に高く、オフライン処理によって殆ど単一核種の $\gamma$ 線スペクトルを得ることができる。中性子多重度の低いチャンネルで特に分離が良いことから、これは2)の方法と相補的なものと考えて良いだろう。また、 $\gamma$ 線の検出効率を落とさない点では1)、2)よりも優れている。以上のことから、第1期計画の原研ボールに組み込む核種同定装置として、3)が最も適切なものであると提案する。

### 2 筑波ボールの粒子検出器

第1期のボールは、理研型・筑波型のサプレッサを基礎に、Ge検出器10数台規模のものになる予定なので、Ge6台の筑波大クリスタルボールでの実例が参照できるだろう。筑波ボールには、1994年7月現在、16分割荷電粒子検出器と、中性子検出器として大容量有機液体シンチレータ3台が組み込まれている。以下、両者の設計のあらましを記す。



図1 荷電粒子検出器の構成。

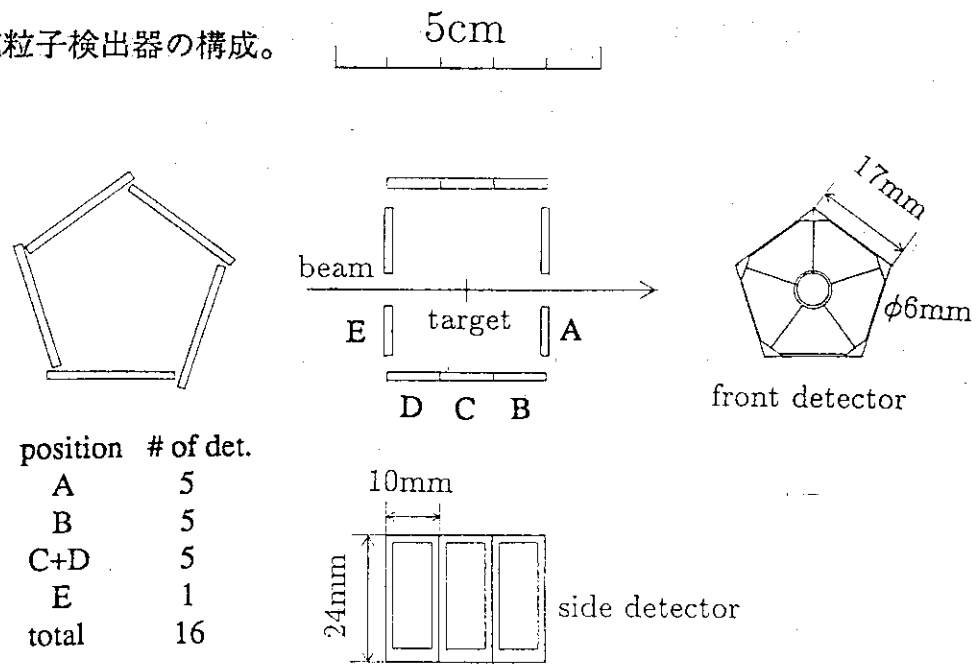
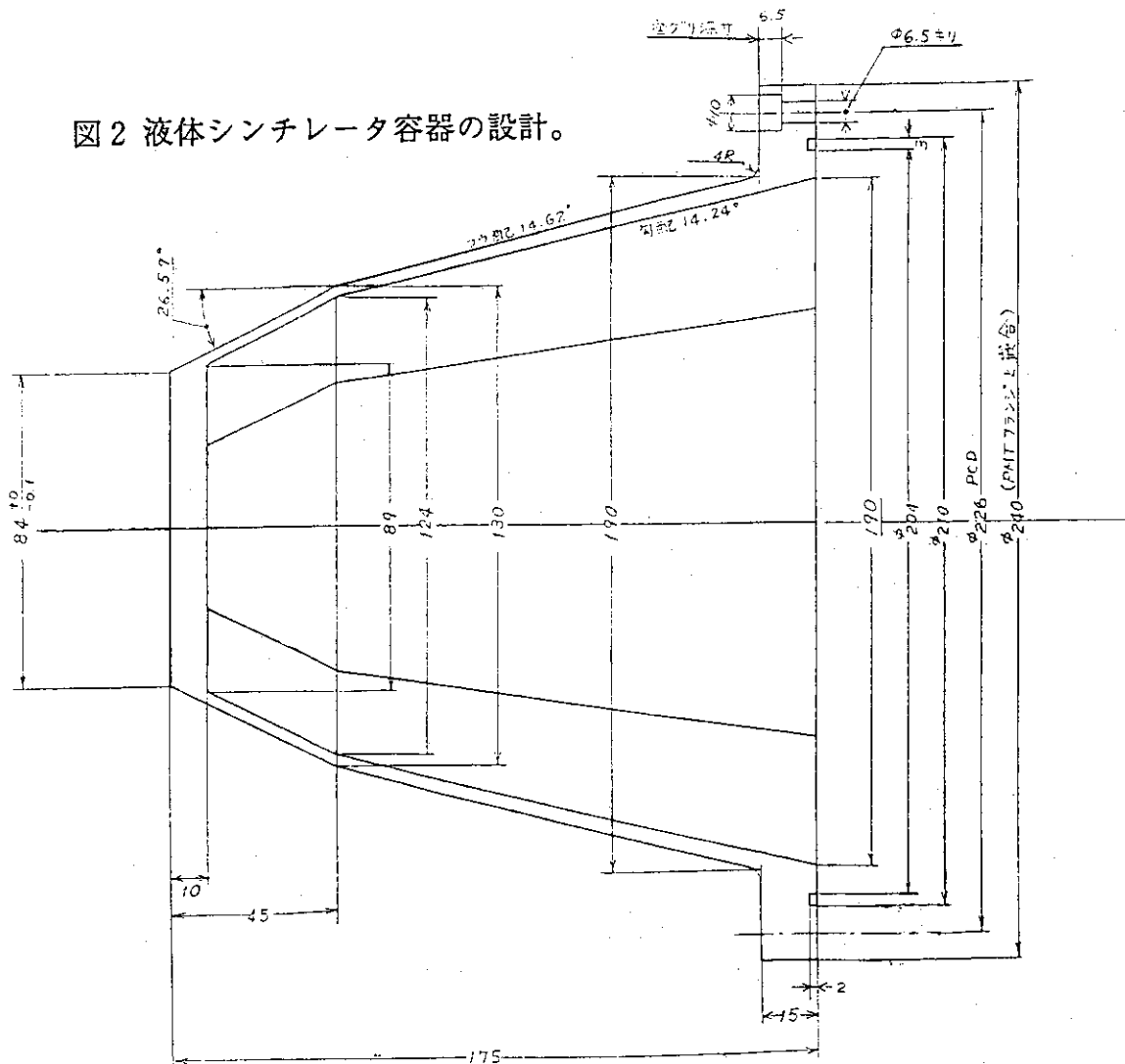


図2 液体シンチレータ容器の設計。



## 2-1 荷電粒子検出器

基本的な設計は九大の黒柳らによる Si Ball[2] に拠っている。これは、多数の  $\Delta E$  型 Si 検出器でターゲットの全立体角を覆い、陽子(p)とアルファ粒子( $\alpha$ )各々を計数するものである。粒子識別には Si 中での p と  $\alpha$  のエネルギー損失の違いを利用する。200  $\mu$ m 程度の薄い Si を用いるので、 $\gamma$  線の透過には殆ど影響を与えない。また、全長 5 cm 程度の大きさなので、Ge 検出器をターゲットからさほど遠ざけずに済む。詳細は文献 2 及び 3 を参照されたい。

九大型 Si Ball との違いは、Si Ball が NORDBALL の Ge 検出器の配置に合わせて正 12 面体構造を取っていたのに対し、筑波のものは、筑波ボールの配置に合わせて五角柱型になっていることである(図 1)。最大分割数は 25 であるが、後方の計数率が前方に較べ低いので、図中に示すような接続を行って、16 分割で使用している。また、九大では専用の「ID 回路」を開発し、アナログの ID 信号を ADC に入力する方法を取っていたが、筑波では検出器の各小部分について、p,  $\alpha$  (実際には p, p +  $\alpha$ ) の有無を示すデジタル信号を市販の 16 入力コインシデンスレジスタ(海津 3220) で取り込んでいる。この方法によれば、粒子の多重度だけでなくヒットパターンも記録することが出来る。

ビームの入射面・出射面には九大型の穴空き五角形検出器を使用し、側面は浜松ホトニクス社の既製品(S2662-02)を利用した。このため検出器の有感部分の立体角は Si Ball よりやや小さく実験室系で 74% であるが、価格をずっと低く抑えることが出来た(側面の検出器は 11,000 円  $\times$  15 枚)。

## 2-2 中性子検出器

中性子用の検出器は、キシレン溶媒の有機液体シンチレータ BC501(Bicron Corp.) と NE213(Nuclear Enterprises Ltd.) を使用している。製造元が違うが、両者の組成は殆ど同じである。

筑波ボールのフレームにはめ込むため、容器の外形は Ge のサブレッサとほぼ同一に作られている(図 2)。1 台当たり深さ 17cm、容積 3 リットルで、0 ~ 10 数 MeV の中性子に対しては 40% の検出効率を持つ。実験室系での立体角は  $4\pi$  の 5% で、前方に設置すれば重心系の立体角は勿論もっと大きくなる。今のところ、これらの検出器をビーム軸に対して 63° の角度に 3 台備えているが、近日中に 5 台に増強する。中性子 1 個に対する検出効率は最終的に数 10% 程度になると見積もられる。Neutron Wall での経験[4] から、これで 2n チャンネルまでは分離可能であると考えている。

シンチレータ内の中性子と  $\gamma$  線との弁別には、市販の波形識別回路(CANBERRA 2160A)を使用し、中性子の個数(とヒットパターン)をレジスタで数えている。将来的にはシンチレータの数を増やして  $\gamma$  線多重度も同時に取ることを計画しているが、現時点では行っていない。

## 3 筑波ボールの粒子・ $\gamma$ 線同時計測実験

1994 年 7 月に、筑波ボールと前節に述べた粒子検出器を用いて、蒸発粒子と  $\gamma$  線との同時計測実験を行った。厚さ 300  $\mu$ g/cm<sup>2</sup>、セルフサポートの <sup>54</sup>Fe ターゲットを、ボール中央部の真空槽内にある荷電粒子検出器の中心に置き、110 MeV の <sup>28</sup>Si ビームで照射した。使用した中性子検出器は 3 台、Ge 検出器は 6 台である。

この反応は、複合核が極端に中性子不足であるため蒸発中性子多重度は平均 1 未満と小さく、荷電粒子多重度は平均 2 ~ 3 である。(HI, xn) 反応と違って出口チャンネルが多岐に渡るため、図 3a に示すように  $\gamma$  線スペクトルは非常に複雑になる。

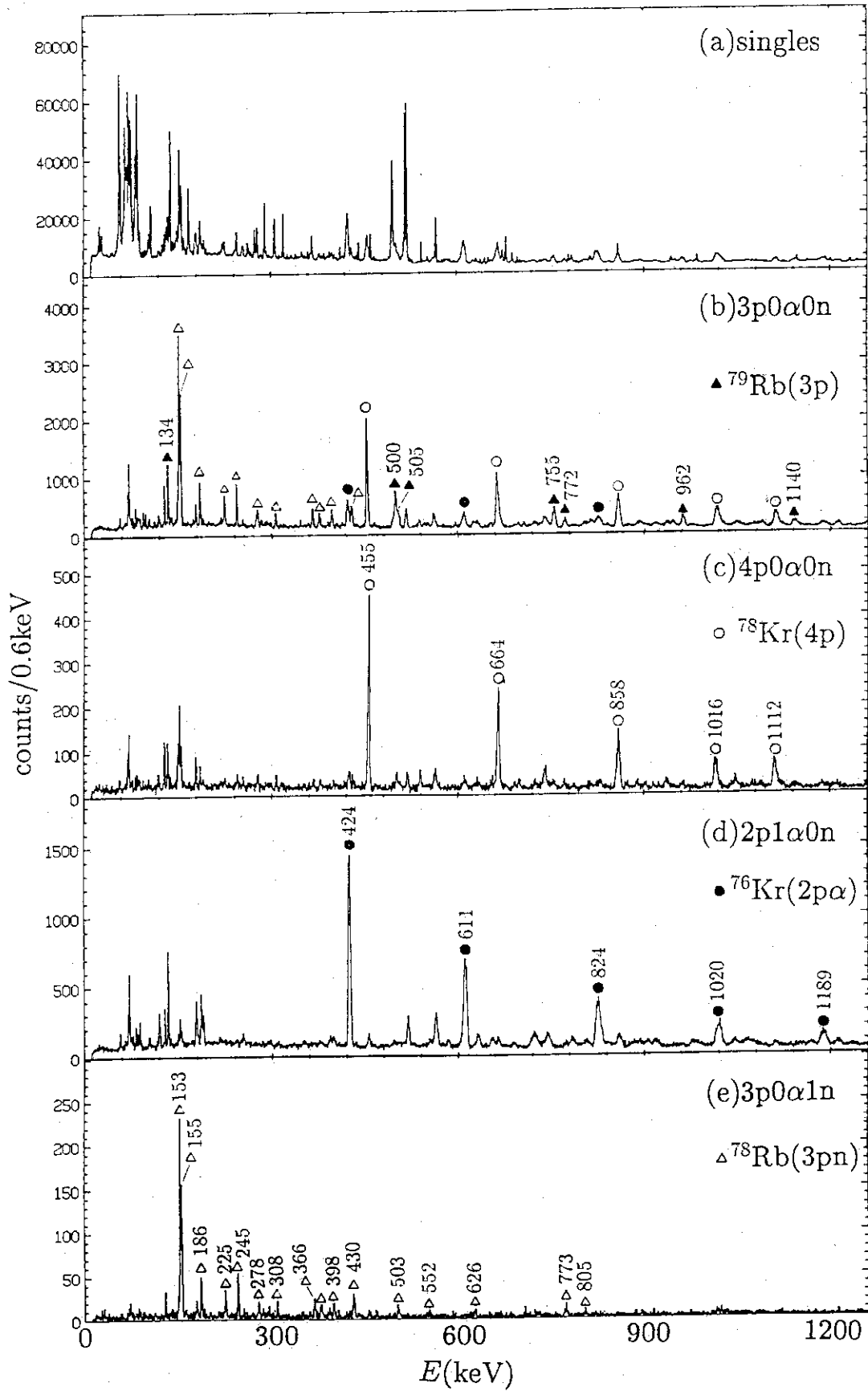


図3  $^{28}\text{Si}(110\text{MeV})+^{54}\text{Fe}$  反応における  $\gamma$  線スペクトル。

ここで、オフライン処理を施して、色々なPID信号と同時に観測された $\gamma$ 線スペクトルを作ってみる。図3のb,c,d,eはそれぞれ、 $(3p0\alpha0n)$ ,  $(4p0\alpha0n)$ ,  $(2p1\alpha0n)$ ,  $(3p0\alpha1n)$ の信号と同時に観測された $\gamma$ 線である。明らかにc,d,eは、 $(4p)$ ,  $(2p\alpha)$ ,  $(3pn)$ チャンネルに帰属する $\gamma$ 線の非常にS/N比の良いスペクトルになっている。これに対し、bのスペクトルは $(3p)$ チャンネル以外に $(4p)$ ,  $(3pn)$ の $\gamma$ 線を多く含んでいる。これは粒子の検出効率が有限であることの当然の帰結であるが、これらの寄与は、c,eのスペクトルを利用してb中から差し引くことが出来る。また、bとdのスペクトルが全く異なる様相を呈していることから、 $p$ と $\alpha$ の分離度は満足すべきものであることが分かる。同様にbとeの比較から、中性子と $\gamma$ 線の分離も良好であることが言える。

#### 4 終わりに

今回は筑波ボールで使用している蒸発粒子検出器を紹介し、原研ボールへの提案に代えた。実際の設計に当たっては、Ge検出器の配置が異なるのだから変更が必要なのは当然である。荷電粒子検出器では、立体角を上げるのも大切だが、第1期計画では時間も予算も限られているので、出来るだけ既製品を利用することを提案したい。難しいのはビームの入射・出射面に必要な穴空き検出器であるが、これも例えば図4のような構成にすれば、標準的な長方形の検出器で作ることが出来よう。

中性子検出器は、出来る限り前方に置くことが重要である。特に $0^\circ$ 付近は最も中性子計数率が高いのだから、Ge結晶の損傷を防ぐ観点からも、ここにはGe検出器よりも中性子検出器を置く方が良いと考える。無論、 $\gamma$ 線の角度相関の測定やドップラー減衰法・反跳距離法による寿命測定など、 $0^\circ$ で $\gamma$ 線計測をせざるを得ない場合もあることは考慮せねばならない。

何れにせよ、これらの検出器は $\gamma$ 線を観測する上での「フィルター」であり、それ自身が意味を持つものではない。(意味を持たせようとするれば、例えば粒子の全エネルギーを測定する等の工夫が必要である。)省力できる所はして、早期の実用化を図るべきだろう。

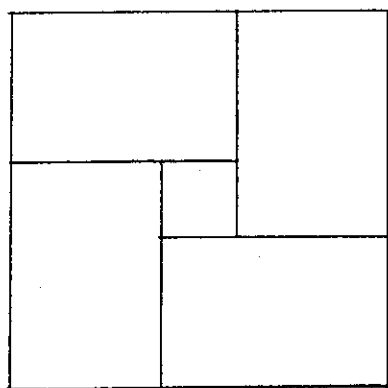


図4 長方形検出器で構成される穴空き検出器の例。

#### 参考文献

- 1 S. Mitarai et al., Nucl. Phys. A557(1993)381c
- 2 T. Kuroyanagi et al., Nucl.Instr.Meth. A316(1992)289
- 3 J. Mukai et al., UTTAC-61(1994)28 (annual report of the tandem accelerator center)
- 4 S. Mitarai et al., Z. Phys. A344(1993)405

## 27. クリスタルボールを用いたクーロン励起 実験用チェンバーについて

千葉大学 教育 草刈英榮

これまでに、ニールス・ボア研究所のNORDBALLを用いて、われわれはつぎの実験を行ってきた。

T a r g e t	B e a m
$^{154}\text{S m}$	N i, T i, S
$^{154}\text{G d}$	N i, T i, S
$^{156}\text{G d}$	S (not enough)
$^{158}\text{G d}$	S
$^{160}\text{G d}$	N i

S m-154については、解析も済み、すでにその結果が発表されている。(Ref. 1および2) G dアイソトープのクーロン励起に関しては、G d-154を除いて、まだ実験が継続中であるが、中間報告が発表されている。(Ref. 3)

これらの実験では、クーロン励起に伴うガンマ線が大きなドブラーシフトを受けているので、その補正のために散乱重イオンビームの検出がガンマ線検出のイベント毎に必要な。NORDBALLの場合、チェンバーは、直径10cmであり、この中に位置検出器が設置される。ここで要求される位置検出器の条件は、1) 位置検出の精度がよいこと、2) タイミング信号も十分に速いこと、3) 出来るだけコンパクトであること、しかし、4) 陰となる面積が小さく、有効な面積が大ききこと。これらの条件を満たすものとして、S iのPSDが用いられたが、これまでに用いられたものは、3と4に関してかなり不十分なものであった。3, 4は、他の条件と反することも生じたり、リーケージカレントの増大を伴う。いろいろの検討を行い、図に示すような多重ストライプ型のPSDを製作した。この位置検出器は、後方半球の42%以上の立体角をカバーしている。

研究会後、1994年8月に、これを用いてニールス・ボア研究所で、次のようなクーロン励起の実験を行った。

T a r g e t	B e a m
$^{156}\text{G d}$	S, N i
$^{160}\text{G d}$	S

この実験の結果は、ほぼ満足なものであったが、いくつかの問題点がある。

- 1) NORDBALLの中心部は、およそ $40^{\circ}\text{C}$ に近い温度になっているので、PSDのクーリングを本格的にしなければならない。 $20^{\circ}\text{C}$ 程度にする事は、NORDBALLの構造上、かなり大変なことであるが。
- 2) プリアンプとアンプに関して、大立体角PSDについて改善研究が必要である。とくに、タイミング信号の性能がもっとも敏感である。

- Ref.1) Morikawa, Inoue, Iwata, Matsuoka, Yoshizawa, Kato, Mitarai, Mukai and Jerrestam, Z. Phys. A343 (1992) 373
- Ref.2) Y. Yoshizawa, Proceedings Of the International Seminar on the Frontier of Nuclear Spectroscopy. ( Word Scientific 1993 ) pp.171 - 191
- Ref.3) Sugawara, Kusakari, Morikawa, Inoue, Yoshizawa, Virtanen, Piiparinen and Horiguchi, Nucl. Phys. A557 (1993) 653c - 662c

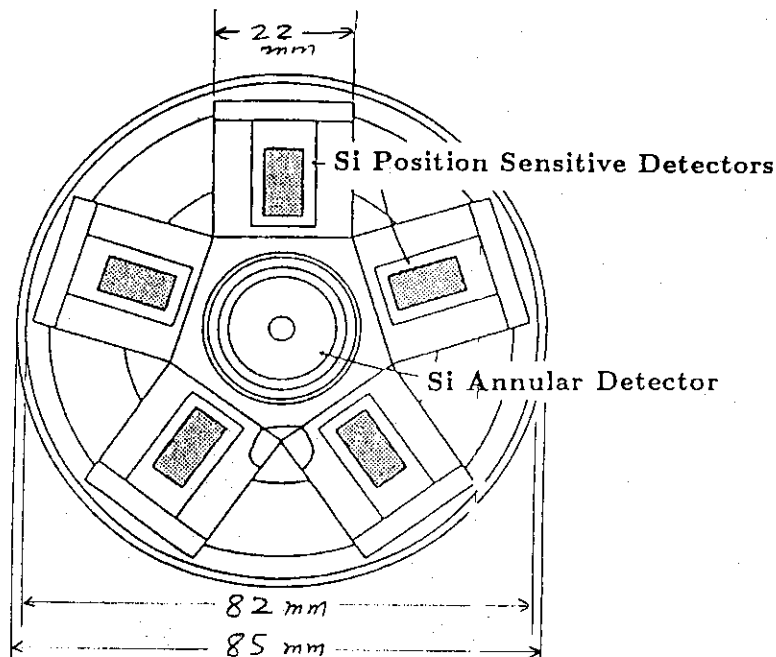


Fig. 1 今まで使用された PSD

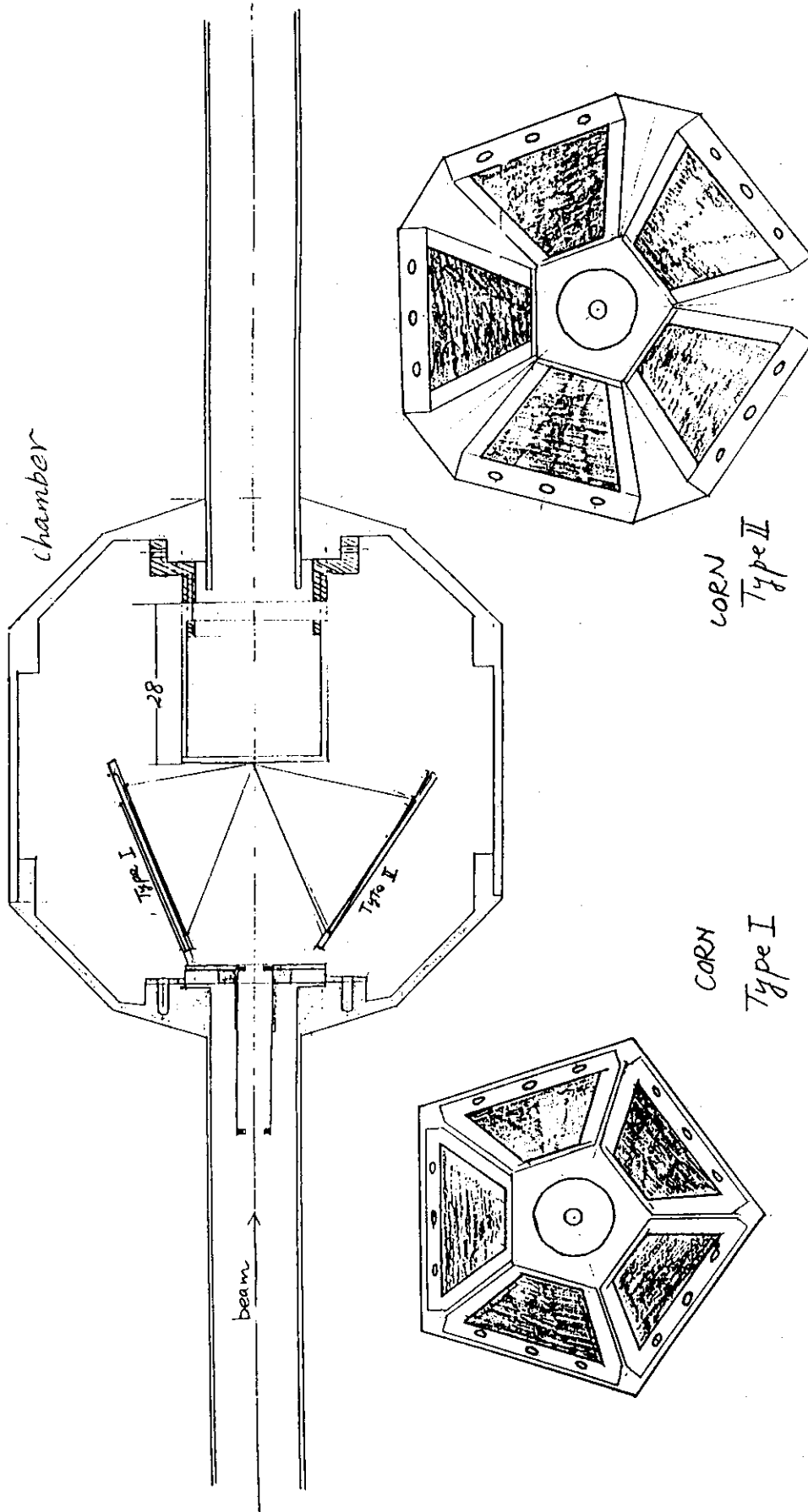


Fig. 2 新T=1=1F54T=PSD

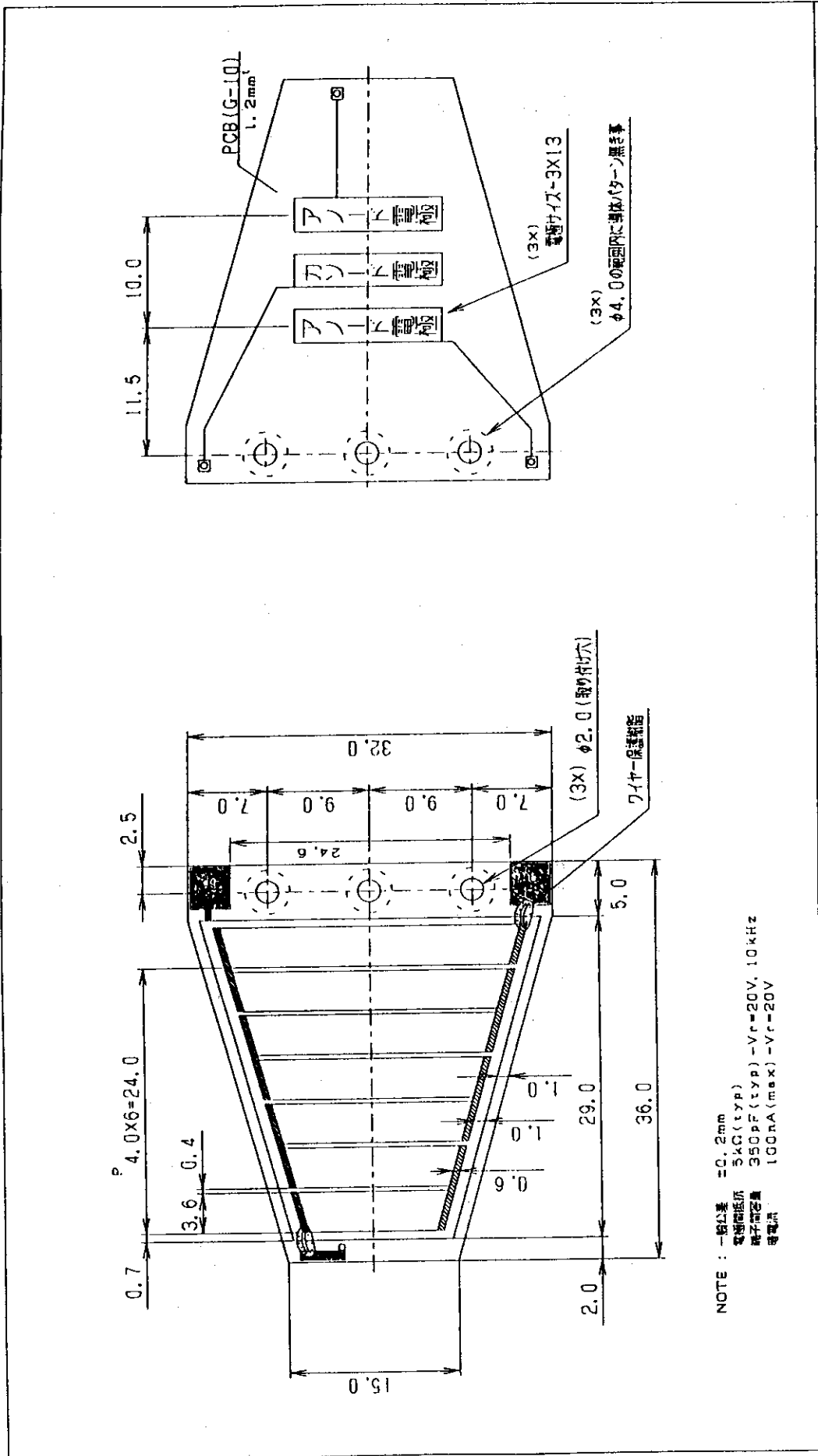


Fig. 3 マイクロタイプ PSD



## 28. クリスタルボール用多重電子線検出器の開発

九州大学理学部 原研特別研究生 木寺 正憲  
原研 大島 真澄, 森川 恒安, 初川 雄一, 片桐 政樹

### 1 はじめに

原子核の高スピン状態の核分光実験においては、多数のアンチコンプトン付きゲルマニウム検出器で構成されたクリスタルボールが重要な役割を果たしている。クリスタルボールは高い検出効率と大きな立体角を持ち、またコンプトンサプレッスによりS/N比のよいガンマ線が測定出来ることから遷移強度が小さい遷移も観測出来るようになる。ところが重核変形領域の回転バンドでは、遷移エネルギーの小さな遷移も多くかつZも大きいので、ガンマ線との競争過程で出て来る内部転換電子線の放出確率が大きい。さらに内部転換確率は多重極度により異なるため、ガンマ線強度との比或いはK,L電子線強度の比などから、これらのガンマ線測定では求めるのに困難な核分光の情報を得ることが出来る。従ってクリスタルボールによるガンマ線測定と組み合わせた内部転換電子線の測定が極めて重要である。しかしインビームでの内部転換電子線の測定はデルタ電子などのバックグラウンドの影響が大きく、特にターゲット近くでの測定は非常に困難であることから、スペースに制限があるクリスタルボールとの組み合わせによる測定はこれまで行なわれていない。今回我々はこのクリスタルボールの内部におさまる多重電子線検出器を製作し、そのテスト実験を行った。また、予想される検出効率をモンテカルロシミュレーションにより算出した。

### 2 装置

この装置の概念図を図1に示す。二つの永久磁石の間に磁石に対して垂直に電子線(Si)検出器を置く。放出した電子線は磁力によってローレンツ力を受け、検出器へと導かれる。このとき、分割された検出器へは電子線のエネルギー及び放出角度に依存したものが検出されることになる。製作した装置の概略図は図2に示す。検出器は9 mm角厚さ0.5 mmのシリコン(HAMAMATSU製S3590-06)で対角線上に4つ並べた。検

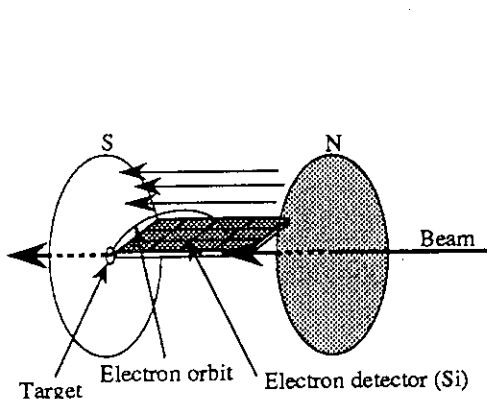


Fig. 1 Picture of general idea.

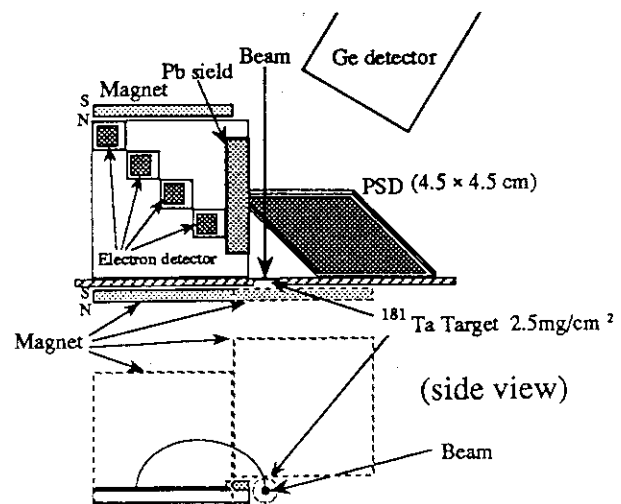


Fig. 2. Experimental setup.

出器を乗せている銅板には FET も取り付けられており、両方をコールドフィンガーを通して、液体窒素によって常時マイナス 25 度に冷却している。磁場を作る永久磁石は 50 mm 角厚さ 5 mm のものを 3 枚ずつ計 6 枚、なるべく広い範囲にわたって一様な磁場が得られるように配置した。また、検出器が直接ターゲットを見込まないように鉛の棒を取り付け、ガンマ線や X 線に対するシールドとした。その他の検出器では、散乱粒子用に 45 mm 角の PSD をターゲットを見込むように取り付けた。これはチェンバーの外に置いたゲルマニウム検出器 1 台だけでは同時計数測定を行う場合、統計及び S/N に不利なため、それらを補う上でなるべく立体角を大きく取るように配置した。

### 3 実験および結果

反応は  $^{181}\text{Ta}$  の  $^{58}\text{Ni}$  ビーム ( $E = 240 \text{ MeV}$ ) によるクーロン励起を行った。ターゲットは  $2.5 \text{ mg/cm}^2$  と  $0.858 \text{ mg/cm}^2$  の厚さの異なるものを用いた。ターゲット中でのエネルギー損失によるエネルギー分解能の差を調べるつもりであったが、今回の実験では統計不足のためにその差がわかるほどまでには至らなかった。図 3 に実験で得られた  $^{181}\text{Ta}$

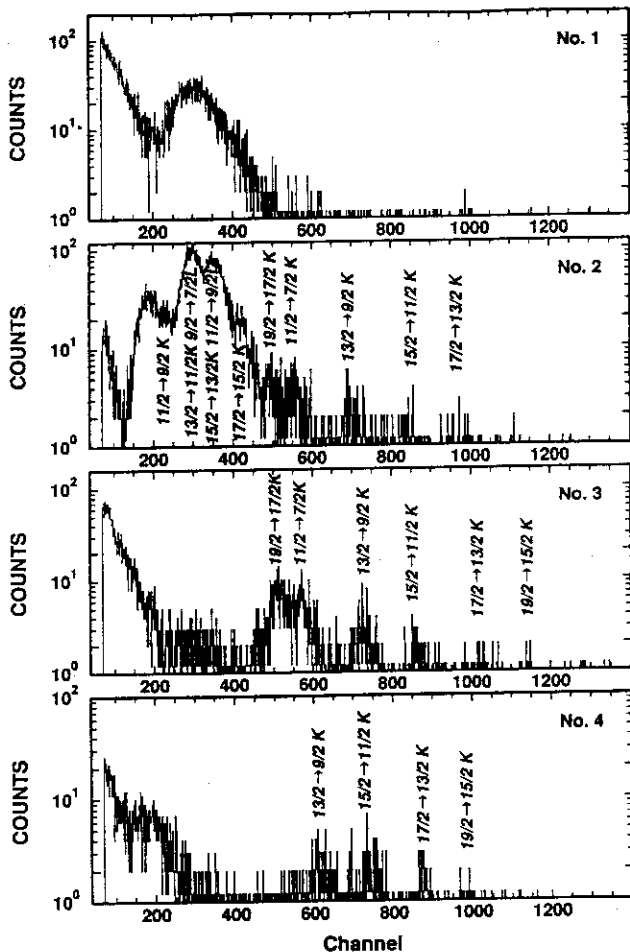


Fig. 3. Spectrum of conversion electron of  $^{181}\text{Ta}$ .

のクーロン励起による電子線スペクトルを示す。4つのスペクトルはターゲットに近い検出器から順番に並べてある。測定はガンマ線または後方散乱粒子と内部転換電子との同時計数測定である。これより  $^{181}\text{Ta}$  の  $7/2$  から上の  $\Delta I = 2$  の遷移 5 本と、 $9/2$  から上

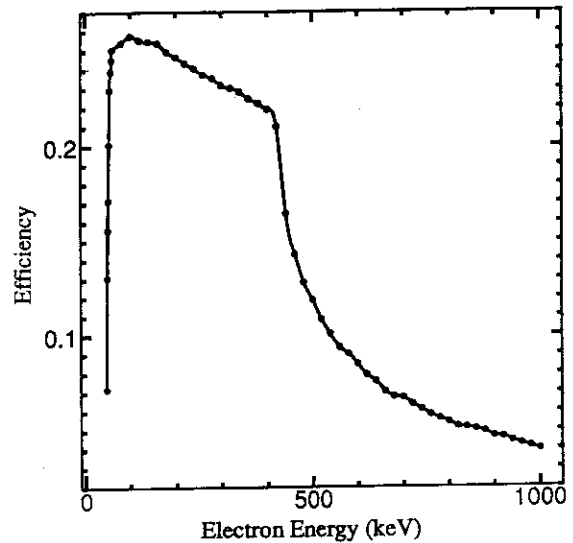


Fig. 4. Computed efficiency by simulation.

の $\Delta I = 1$ の遷移5本,計10の電子線ピークを確認した。またこのスペクトルから,ターゲットから検出器が遠ざかるにつれて,エネルギーの低い電子線が検出されなくなっているのがわかる。

#### 4 シミュレーション

シミュレーションでは一様磁場中における電子線の検出効率を計算した。検出器はターゲットから20 mm,ビーム軸から20 mm離れたところに50 mm角のものがあるとして,一様磁場400 Gaussにて計算した。これによって計算された電子線のエネルギーに対する $\Omega/\pi$ における検出効率が図4である。約50 keV~400 keVの範囲において20%以上となっている。ただし,この計算には内部転換電子の検出器表面での散乱によるロス(このエネルギー領域では約10%程度)は入っていない。また,現在使用している検出器では4×4個並べた場合,シミュレーションで計算したものよりも実効面積が約1/2になることから実際には全部の検出器で最高10%程度,ビーム軸に対して反対側にもう1面置けば $\Omega/2\pi$ において20%程度になると思われる。この値はピーク値としてはこれまでに開発された内部転換電子線検出器と比べて同等であるが,エネルギーのダイナミックレンジが大きいことが特徴である。

#### 5 これからの計画

スペクトルからわかるとおり,エネルギー分解能が非常に悪い(300~400 keVでFWHMは約10 keV)。この原因の多くは低いエネルギーの粒子が多く観測されていることから,これらによるパイルアップによるものと考えられる。この粒子がターゲットからの電子線とした場合,軌道計算上ではターゲットから離れた検出器には到達出来ないで,おそらく入射ビームのハローなどに伴った検出器近傍からの二次粒子に起因すると考えられる。今後これらの原因を調べ,対策を講ずる。また,検出効率に関しては,今回使用した独立型の検出器の代わりに大型マトリックス検出器を用いることによりシミュレーションでの結果程度は実現可能である。

## 29. クリスタルボールの窒素補給系

原研 森川 恒安

Ge 検出器を冷却するための液体窒素の自動補給系はクリスタルボールを安定して動作させるための重要な要素のひとつである。インビーム核分光実験によりある程度以上の中性子損傷をうけている Ge 検出器は、液体窒素を涸らしたばあいに分解能が著しく劣化することが知られており、こうした Ge は常に冷却された状態にしておかなければならない。とくにクリスタルボールのように多数の Ge 検出器をもちいるばあい、個々の Ge に確実な窒素補給がなされなければならず、信頼度の高いシステムが要求される。

国内の $\gamma$ 線核分光の研究施設で現在稼動している自動補給装置は筑波大と理研にある。これらはともにタイマーにより 12 時間ごとに可動式の液体窒素タンク (120 ~ 250 L) から Ge デュワへ液体窒素の補給を開始し、デュワからあふれた液体窒素を検出して補給を完了する。現在のところ補給すべき Ge 検出器が数台と小規模のため筑波大、理研ともに管理者が液体窒素タンクを定期的に (週 1 ~ 2 回程度) 交換している。

国外では NORDBALL (Ge 20 台) が同様のシステムとなっている。しかし規模が大きくなった EUROGAM や GaSp では液体窒素の消費が非常に大きいためにより大型の液体窒素タンク (~ 20000 L) を実験棟の外に備え、ここから直接、専用の二重配管により補給をおこなう。さらに EUROGAM ではクリスタルボールの傍に 2 台の 300 L のリザーバーを設け、外部からの液体窒素を一度ためたあと個々の Ge デュワに配送する。GaSp においてはクリスタルボールの脇にたてた 4 本のポールが Ge 10 台ずつに対応したポートとなっており、外から送り込まれた液体窒素は 4 つのポールを順次満たしながら 10 台ごとに補給される。

今回の国内共同研究のばあい Ge (デュワ) の台数は 10 ~ 12 とさほど多くないので現在筑波大や理研、NORDBALL でつかわれているシステムと同様のものを採用することになる。しかしながら将来計画として考えている大型のクリスタルボールについては EUROGAM や GaSp のように専用で大型の液体窒素タンクを建設する必要がある。システムの設計上、考慮すべき点として

- 1 信頼度: 液切れがないこと, 確実な補給開始/停止
- 2 コスト: 液体窒素消費量
- 3 警報/ログ: 異常の早期発見, 所内 LAN 経由の警報, 酸欠モニタ,  
デュワ内部/Ge 結晶の温度モニタ, 補給所要時間の記録
- 4 操作性: コンピュータによる一括/個別制御

などがかんがえられる。とくに 3 の 検出器の温度や補給所要時間の記録をログとしてのこしておけば真空劣化など徐々にすすむ症状の早期発見が可能であり、クリスタルボールを安定した状態に保つのに大きく役立つとかんがえる。

国内共同研究 (現在計画) の窒素補給システムとしては、こうしたポイントを押さえつつ、大規模な将来計画への拡張が容易なものを建設していくことになる。

## 付録

## 『第2回原研タンデムブースターによる核分光国内共同実験』

## 研究会

プログラム

日時：7月25日(月)・26日(火)  
 場所：日本原子力研究所 東海研究所 研究1棟 第7会議室

7月25日(月)

9:20-10:10

萩原 幸(原研)  
 大島 真澄(原研)  
 池添 博(原研)

はじめに(10)  
 研究会の趣旨(10)  
 原研タンデムブースターの現状と原研型反跳核質量分離装置  
 について(30)

座長 古野(筑波大)

10:10-10:30

- Break -

10:30-11:50

松尾 正之(基研)  
 吉田 光次(京大)  
 清水 良文(九大)

高スピン領域での準位統計(30)  
 超変形核での回転減衰(20)  
 Physics of superdeformed nuclei(30)

座長 松崎(福岡教育大)

11:50-13:00

= 昼食 =

13:00-14:30

在田 謙一郎(京大)  
 中務 孝(RCNP)  
 森川 恒安(原研)  
 小川 雅生(東工大)

殻構造形成の物理的基礎とエキゾチックな核変形の可能性(20)  
 Collective modes of excitation in superdeformed bands(20)  
 重核巨大変形状態の核分光と高スピンアイソマービームの  
 クーロン励起(30)  
 $^{100}\text{Sn}$ をめざしたガンマ線スペクトロスコピー(20)

座長 相場(光華女子短大)

14:30-14:45

- Break -

14:45-16:05

郷農 靖之(九大)  
 岩沢 和男(核研)  
 石井 哲朗(原研)  
 初川 雄一(原研)

Nuclear isomerism(20)  
 異形状共存現象の微視的理解(20)  
 深部非弾性散乱をもちいたインビームガンマ線核分光(20)  
 核分裂片のガンマ線核分光(20)

座長 寺崎(核研)

16:05-16:20

- Break -

(次頁へ続く)

# 『第2回原研タンデムブースターによる核分光国内共同実験』 研究会

7月25日 (続き)

- 16:20-17:30 座長 田嶋 (東大)  
古野 興平 (筑波大) 筑波大グループの実験プランとその物理 (30)  
呂 駿 (筑波大) Collective prolate, oblate and triaxial rotation of nuclei in A ~ 130  
region (20)  
早川 岳人 (筑波大)  $^{128}\text{La}$  のスピンの決定 (20)
- 18:30-20:00 = 懇親会 (阿漕クラブ) =

7月26日 (火)

- 9:20-10:20 座長 水崎 (東大)  
杉田 道昭 (原研) Applications of IBM-3 to Z ~ N ~ 40 nuclei (20)  
菅原 昌彦 (千葉工大) 希土類変形核の octupole bands (仮題)(20)  
清水 良文 (九大) Dyson boson mapping and octupole excitation in medium heavy  
nuclei (20)
- 10:20-10:30 - Break -
- 10:30-12:00 座長 坂田 (核研)  
大塚 孝治 (東大) Multiphonon structure of gamma unstable nuclei (30)  
金 佳恵 (東大) A novel relation among E2 matrix elements of deformed nuclei (20)  
大島 真澄 (原研) 重核の振動状態 (20)  
坂井 光夫 (核研) TSUKUBA GAMMA BALLによる  $X^0$  の探索 (20)
- 11:50-13:00 = 昼食 =
- 13:00-13:30 特別講演 座長 大塚 (東大)  
有馬 朗人 Super Deformation など
- 13:30-15:00 「討論会」 司会 松柳 (京大)  
核分光研究連絡会議の発足について(古野、大島、阮、郷農、他)
- 15:00-15:20 - Break -
- 15:20-17:40 「実験装置検討会」 座長 郷農 (九大)  
岸田 隆 (理研) ヨーロッパにおけるクリスタルボール事情 (20)  
菅原 昌彦 (千葉工大) クリスタルボールのデザインについて (30)  
小松原 哲郎 (筑波大) データ収集系について (30)  
向 淳子 (筑波大) 反応残留核種同定のための蒸発粒子多重度測定装置 (20)  
草刈 英栄 (千葉大) クーロン励起用散乱槽の開発 (20)  
木寺 正憲 (原研) 多重電子線検出器の開発 (20)  
森川 恒安 (原研) クリスタルボールの窒素補給系 (20)

(閉会)