

JAERI-Conf

96-007



「第3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

1995年7月27,28日、東海村

1996年3月

(編) 大島真澄・古高和禎・初川雄一
木寺正憲・早川岳人・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, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1996

編集兼発行 日本原子力研究所
印 刷 いばらき印刷㈱

『第3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

1995年7月27～28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・古高 和禎・初川 雄一¹
木寺 正憲・早川 岳人・池添 博

(1996年2月16日受理)

前々回のワークショップから準備してきました標記原研タンデムブースターによる核分光国内共同実験はいよいよこの8月から開始されます。新設の原研タンデムブースター加速器は順調にテスト実験を終えました。実験装置としては筑波大学のアンチコンプトンガンマ線分析器6台をお借りし、原研で新たに整備した5台の検出器と合わせて小型クリスタルボール(多重ガンマ線検出器アレイ)を建設します。ビームライン、データ収集・回収系等の準備もそれと平行して進んでいます。

この共同実験を成功させるために1993年11月および1994年7月に行いました第1、2回『タンデムブースターによる核分光国内共同実験』研究会では、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3回研究会が1995年7月27、28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。2日目の午後、上記共同実験を推進するために昨年の第2回研究会から始まりました「JAPAN BALL collaboration連絡会議」を開き、共同実験の具体的な内容を議論しました。

本研究会の世話人は大島真澄、古高和禎、初川雄一、木寺正憲が担当した。

日本原子力研究所：〒319-11 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

+ アイソトープ部

JAERI-Conf 96-007

Proceedings of the Third Symposium on Joint Spectroscopy Experiments Utilizing
JAERI Tandem-booster Accelerator
July 27~28, 1995, Tokai, Japan

(Eds.) Masumi OSHIMA, Kazuyoshi FURUTAKA, Yuichi HATSUKAWA⁺
Masanori KIDERA, Takehito HAYAKAWA and Hiroshi IKEZOE

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

(Received February 16, 1996)

The JAERI Tandem-booster accelerator has completed its final tuning and is now ready for experiments starting this summer. 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 γ -ray spectroscopy by collecting all the available anti-Compton spectrometers in Japan. This program will start in this coming summer for the period of six months.

In order to discuss the experiments to be done in this joint program, the third symposium on Joint Spectroscopy Experiments Utilizing JAERI Tandem-Booster Accelerator was held at Tokai Research Establishment of JAERI. 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,
 γ -ray Spectroscopy, Crystal Ball

⁺ Department of Radioisotopes

目 次

1. タンデム超電導ブースター	1
竹内未広	
2. 超変形Hgアイソトープの励起バンドにおける八重極相関	4
中務孝、松柳研一、水鳥正二郎、W.Nazarewicz、清水良文	
3. Ni領域の超変形状態の探索	10
古高和禎	
4. シリコンボールを用いたA=60-80領域の高スピン状態の研究	13
御手洗志郎	
5. A=190-200領域核の超変形及びオブレイト状態	15
呂駿	
6. 高スピン分子共鳴	16
上柿英二	
7. 指標逆転現象の系統的研究	21
小松原哲郎	
8. ^{143}Gd の核構造	25
菅原昌彦	
9. Tilted axis の回りの回転のメカニズム	31
大西直毅、大井万紀人、田嶋直樹、堀端孝俊	
10. Tilted axis crankingによる幾何学的描像と遷移確率	39
大坪慎一、清水良文	
11. N=83同調体におけるオブレイト変形アイソマー	44
井手口栄治	
12. Odd Tl isotopeにおけるshape coexistence	49
齋藤武彦	
13. 量子モンテカルロ対角化法	54
水崎高浩、大塚孝治、石川開、本間道雄	
14. Hf, W, Os 領域のK-isomer崩壊のK-量子数の破れ	59
ーガンマ自由度か回転軸の自由度かー	
成松加奈子、清水良文、静間俊行	
15. ^{171}W の高K状態	64
静間俊行	
16. $\Delta I=4$ バイファーケイション：起源と基準	68

	J. Y. Zhang, Y. Sun, M. Guidry	
17.	クーロン励起によるHf-W領域原子核の8重極集団性の直接測定	74
	森川恒安、静間俊行	
18.	^{23}U のクーロン励起	76
	木寺正憲、大島真澄、古高和禎、初川雄一、片桐政樹	
19.	3フォノンガンマ振動状態について(コメント)	79
	大島真澄	
20.	Transient Field を用いた高スピン状態のg-factorの測定	81
	橋本奈美	
21.	$^{88}\text{Sr e}^+ + \text{Th}$ 相互作用における同時発生2光子ピーク	84
	坂井光夫	
22.	極不安定核の中性子捕獲反応	92
	A. Mengoni、大塚孝治、石原正泰	
23.	原研レコイルマスセパレーターの現状	97
	池添博	
24.	現在計画の現状	101
	大島真澄	
25.	原研クリスタルボールにおける検出器本体の概要	107
	古野興平	
26.	データ収集系について	115
	木村博美(筑波大)	
27.	クリスタルボールを用いたクーロン励起用チェンバーの設計	117
	草刈英栄	
28.	クリスタルボールの液体窒素自動補給系	123
	古高和禎	
	研究会プログラム	125

Contents

1. Tandem Superconducting Booster	1
S. Takeuchi	
2. Octupole Correlation in Superdeformed Excited Band in Hg Isotopes	4
T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori, W. Nazarewicz, Y. R. Shimizu	
3. Search for Super Deformed Bands in Ni Region	10
K. Furutaka	
4. Studies of High-spin States in A=60-80 Region with Si-ball	13
S. Mitarai	
5. Superdeformed and Oblate States in A=190-200 Nuclei	15
S. Lu	
6. High Spin Molecular Resonances	16
E. Uegaki	
7. Systematic Study of Signature Inversion Phenomena	21
T. Komatsubara	
8. Nuclear Structure of ^{143}Gd	25
M. Sugawara	
9. A Mechanism of Rotation about Tilted Axis	31
N. Onishi, M. Oi, N. Tajima, T. Horibata	
10. Geometrical Picture of Tilted Axis Cranking and Transition Probability	39
S. Ohtsubo, Y. R. Shimizu	
11. Oblate Deformed Isomers in N=83 Isotones	44
E. Ideguchi	
12. Shape Coexistence of Odd Tl Isotopes	49
T. Saito	
13. Quantum Monte Carlo Diagonalization	54
T. Mizusaki, T. Otsuka, H. Ishikawa, M. Homma	
14. K-forbidden Isomer Decays in the Hf, W, Os Region - Breakdown of the K Selection Rule due to the γ or Spin Orientation Degree? -	59
K. Narimatsu, Y. R. Shimizu, T. Shimizu	
15. High-K States in ^{177}W	64
T. Shizuma	
16. $\Delta I=4$ Bifurcation: Origins and Criteria	68

J. Y. Zhang, Y. Sun, M. Guidry	
17. Direct Measurements of Octupole Collectivity in the Hf=W Region by Means of Coulex	74
T. Morikawa, T. Shizuma	
18. Coulomb Excitation of ^{238}U	76
M. Kidera, M. Oshima, K. Furutaka, Y. Hatsukawa, M. Katagiri	
19. On Three-phonon γ -vibrational State (Comment)	79
M. Oshima	
20. g-factor Measurement of High-spin State by Utilizing Transient Field	81
N. Hashimoto	
21. Correlated Two-photon Coincident Peak from ^{82}Sr e^+ + Th Interactions	84
M. Sakai	
22. Neutron Capture of Nuclei Far from Stability	92
A. Mengoni, T. Otsuka, M. Ishihara	
23. Present Status of JAERI Recoil Mass Separator	97
H. Ikezoe	
24. Present Status of Joint Spectroscopy Experiment	101
M. Oshima	
25. Geometrical Arrangement of γ -ray Detectors	107
K. Furuno, J. Mukai	
26. On Data Acquisition System	115
H. Kimura	
27. Design of Coulex Chamber in Crystal Ball	117
H. Kusakari	
28. Liquid Nitrogen Filling System for Crystal Ball	123
K. Furutaka	
Symposium Program	125

1. タンデム超伝導ブースター

竹内末広 (原研)

原研のタンデム加速器から加速される重イオンビームのうち核反応に利用できるのは質量数が約70までであるので、これを200程度の重イオンまで拡大するためエネルギーを3-4倍にする超伝導ブースターを我々は開発してきた。R&Dは1984年から始まっているが、本格的な建設は1988年に始まり1993年10月に竣工した。総合調整、加速テストを経て1994年7月所期の性能を得るところまで完成した。その後もいろいろなイオンを加速テストを行ってきた。現在、ブースターは利用開始の段階に入っている。ブースターの概要、ビーム加速テスト結果、ブースター運転、利用について、および今後の開発について述べる。

ブースターの加速部は40台の130MHzの1/4波長型超伝導空洞からなる位相独立設定型の重イオン・リニアックである。Fig.1にブースター全体の配置図を示す。タンデムで加速された直流ビームは2ユニットからなるバンチャー（ダブルドリフト・ハーモニ連続はック・バンチャー）で130MHzの連続波パルスビームに整形される。パルス化されたビームはリニアックで加速され、デバンチャーまで走りビームパルス幅が十分広がったところでデバンチャーでビームエネルギーの広がりが増えられ、分析電磁石で素性の良いビームだけがターゲット室に導かれる。得られるビームは130MHzの連続波ビームである。パルスビームが実験に必要な場合は今後ターゲットの前にリバンチャーを、そして周波数によってはさらに低周波のバンチャーをタンデムの前に置く必要がある。ターゲット・ビームラインは3本あり、固体物理関係の照射実験コース、反跳生成核質量分離装置のコース、核分光コースに分かれている。

超伝導加速空洞の性能はオフラインのテストでは4Wの高周波入力で7MV/mという高い加速電界が得られていたが、オンラインでは冷却速度が遅いため表面処理中に水素を空洞内表面のニオブ中に吸蔵した空洞はQ値の低下が起これり5MV/mに満たないものが出た。しかし、全体の平均は設計性能の5MV/mを満足し、全加速電圧は設計値の30MVを達成した。

これまでの加速テストではSi, Cl, Ni, Ge, Ag, I, Auのイオンを加速しTable1 に示

すように良好な結果を得た。Auのイオンビームにおいてもクーロン障壁を越える加速エネルギーが得られている。ビーム透過率は60%がビーム光学計算で得られる値であって、これをほぼ満たしたのはNiとGeの2例だけで、他は計算の半分くらいとなっている。透過率の悪い原因はたぶんビーム輸送系の調整方法（特にリニアックの中にある9組の4重極レンズとステアラー）が良くなかったためと思われる。最後に行ったGeの場合、改良を試み良好な結果を得ているので今後は良くなるものと期待してよい。表の入射電流も最大値ではないのもう少し努力すればビーム電流は数倍に改善できるであろう。

ブースターはいよいよ利用できるようになりました。ビーム加速テストではビーム調整に約6時間を費やしてテストを行ったが、ルーチンでは余計な測定等は省けるのでブースターの調整は要領良く行えば2時間程度でできるであろう。自動化を進めればさらに短縮は間違いない。いずれにしても、ブースター利用者はこれまでのタンデムを用いたマシンタイムよりも調整時間が2時間程度余計に必要であることを理解してマシンタイムの長さを決めてほしい。タンデムで加速してきた重いビームのイオン種はこれまで多くなかったので、少しずつ要求に合わせて開発し増やしていくつもりである。

今後の開発項目としてはまずビーム強度を少なくともタンデム並みにしたいと考えている。解決策としてタンデムの高電圧端子内に高多価イオンを発生できるECR（電子サイクロトロン共鳴）イオン源を取り付けるべく開発を進めている。これが成功すればAr, Kr, Xeといった奇ガスイオンが利用できるようになる。実現には2年くらい必要です。その次の開発テーマとしては鉛などの低入射速度のイオンを加速できる加速空洞を開発してブースターの初段に組み込み高質量数イオンの加速性能を向上させたいと考えている。

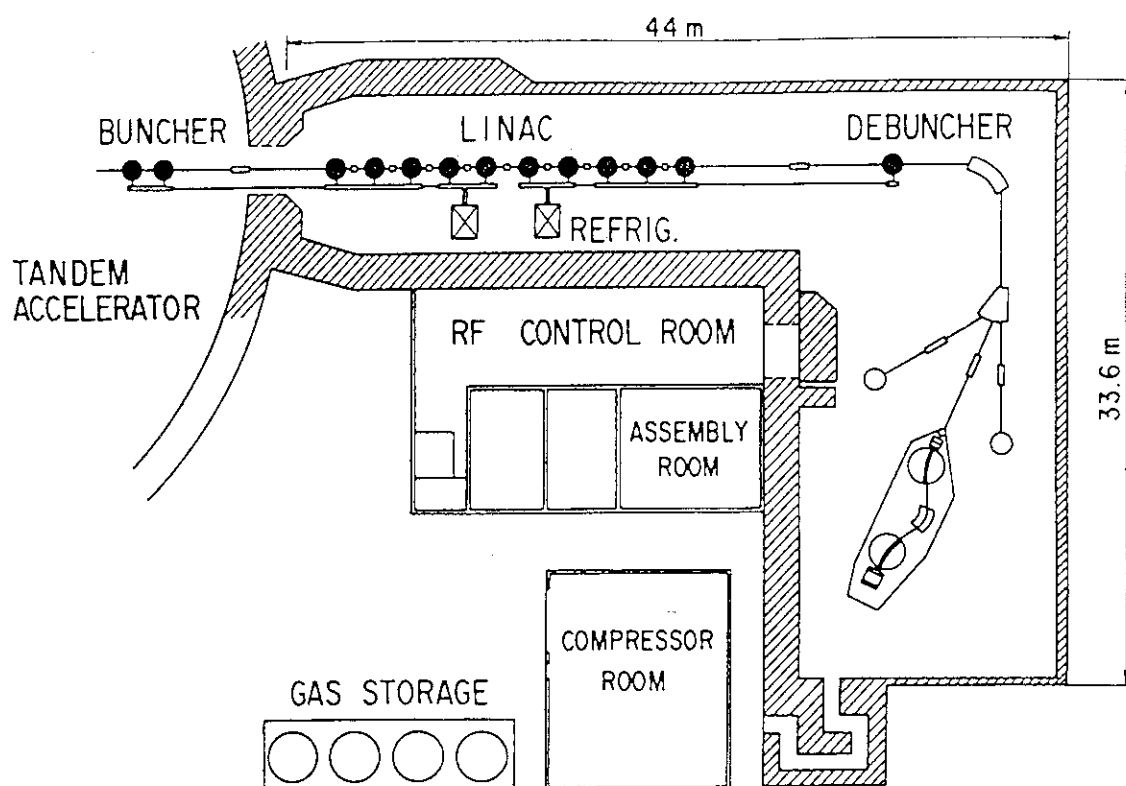


Fig. 1. Layout of the JAERI tandem booster facility

Table 1. Results of the beam acceleration tests

Ions	Energy(MeV)		Current(nA)		Total acceleration voltage(MV)	Synchronous phase (deg)
	initial	final	in	out		
$^{28}\text{Si}^{10+}$	180	327	80	20	17.3	-22
$^{35}\text{Cl}^{10+}$	164	351	130	40	24.6	-30
$^{35}\text{Cl}^{14+}$	164	446	80	16	27.6	-25
$^{58}\text{Ni}^{20+}$	190	628	80	30	28.2	-30
$^{58}\text{Ni}^{20+}$	190	658	170	100	27.7	-18
$^{74}\text{Ge}^{11+}$	180	326	110	60	17.3	-35
$^{107}\text{Ag}^{25+}$	231	798	45	15	27.6	-21
$^{127}\text{I}^{27+}$	225	812	20	4	28.3	-25
$^{127}\text{I}^{27+}$	225	880	100	23	30.2	-18
$^{197}\text{Au}^{25+}$	340	912	19	3	30.7	-22

2. 超変形 Hg アイソトープの励起バンドにおける八重極相関

中務 孝 (AECL, Chalk River Laboratories, Canada)

松柳研一 (京都大学 理学部) *

水鳥正二郎 (Lund Institute of Technology, Sweden)

W. Nazarewicz (Oak Ridge National Laboratory, USA)

清水良文 (九州大学 理学部)

1) 高スピン・イラスト分光学の急速な発展によって、高速回転する原子核の構造に関する豊富な情報が得られるようになったが、現在の所、励起スペクトルの大部分は、原子核の集団的回転運動と、回転する平均ポテンシャルの中での（一般化された）一粒子運動によって、つまり、「回転座標系でのシェル・モデル」によって説明されるかのように見える。しかし、このことは、私達が、低スピン・低励起スペクトル、特に、球形と四重極変形の間にある転移領域の原子核の低励起スペクトル（坂井の準 β 、 γ バンド）から得てきた原子核に対する描像と矛盾するように思われる。そこでは、原子核の表面の形は非常にソフトであって、アメーバのごとく融通無碍に変化する・・・したがって、形の振動と回転運動の強く結合した集団励起モードが最も起こり易い、との認識があった。高スピン状態では、本当に振動運動が起こり難くなるのだろうか？ それとも、現在の実験技術の制約のため、振動モードが見えていないだけなのだろうか？

2) 私達は、約10年前から、低スピン状態での基本的な振動モードである β 、 γ 振動の性質が角運動量の増大に連れてどのように変化するか、に興味をもち、そのことを理論的に研究してきた[1]が、残念ながらごく最近まで、高スピン状態での振動励起状態に関する直接的な実験データは極めて少なく、理論と実験の比較を満足に行うことは困難であった。このため、松崎昌之君が中心になって[2]、odd-A核の $B(M1)$ や $B(E2)$ などの電磁的性質に注目し、準粒子-振動結合によってもたらされる準粒子の「着物」を通じて振動モードの影響を間接的に議論してきた。

3) 1986年、超変形バンドが発見されると直ちに私達は高スピン・超変形という全く新しい環境の下での振動モードの性質を理論的に予言する研究に着手した。その結果、超変形状態は空間反転対称性を破る八重極型の変形自由度に対して非常にソフトであること、（空間反転対称性と軸対称性を同時に破る Y_{31} 型の）バナナ変形など新しいタイプの振動モードが出現する可能性が高いことが分かった[3]。高スピン・超変形という新しい環境では、低スピン・通常変形ではみられなかった以下のような様相が重要になると思われる。

a) 巨大変形での新しいシェル構造

- b) $j_{15/2}$ のようなhigh-j 軌道がフェルミ面近くに現れる。
- c) 弱い対相関(weakly paired system)
- d) $K \neq 0$ ($K = 1, 2, \dots$) の相関
- e) 回転整列(rotation-aligned)準粒子と振動モードのモード・モード結合など。

c)に関するコメント： 超伝導相(強い対相関)および常伝導相での振動モードについてはこれまでよく研究されてきたが、対相関の相転移領域での振動モードの性質については、殆ど何も分かっていない。これは新しい課題である。

e)に関するコメント： 回転整列と八重極振動相関の競合には以下のような多様な様式が考えられる。

- case 1 振動モード自身の回転整列
- case 2 振動モードと整列準粒子モードのレベル交差
- case 3 振動モードと整列準粒子モードのconstructiveな干渉
- case 4 両者の相互作用による振動モードの集団性のfragmentation
- case 5 両者の相互作用にもかかわらず振動モードが個性を持続する。

これらのどれが優勢となるかはフェルミ面近傍のシェル構造を反映して微妙に変化すると予想される。

4) 一昨年(1993)、イギリスのDaresbury核構造研究所に建設された新しい世代のガンマ線多重測定器システムEUROGAMを用いた実験によって、超変形二重閉核Dy152の励起バンドが一挙に5本も発見された[4]。私達は早速このデータを分析し、昨年の原研タンデム研究会で初めてこの結果を報告し、これらの励起バンドの動力学的慣性モーメントの性質を説明するためには、八重極相関の導入が必要であること、これらの励起バンドの中に八重極振動バンドの有力な候補が存在することを指摘した[5]。

5) 昨年(1994)8月、Berkeleyで開かれた高スピン核構造国際会議(Berkeley Conference on Physics from Large gamma-ray Detector Arrays)で、ArgonneのCrowell達が超変形Hg190の励起バンドを発見し、E1と思われる遷移で直接イラストバンドに崩壊していることから、このバンドは八重極振動バンドと考えられると報告した[6]。これはBerkeleyに建設されつつあるガンマ線測定器システムGAMMASHEREのPhase Iを用いた実験であった。この時点では、遷移ガンマ線をE1と断定するにはデータが不十分であったことなどから、この報告はいろいろな議論を呼んだが、その後、フランスのStrasbourgでのEUROGAM Phase II を用いた実験によって、これを確定すると共に新たに2本(合計3本)の励起バンドを発見した[7]。また、BerkeleyのFallon達はGAMMASHEREを用いて、超変形Hg192の2本の励起バンドを発見し、このうちの一本がバンド交差現象を示していることを指摘した[8]。

6) Hg192の隣のHg194では以前から2本の励起バンドが知られていたが、これら

の動力的慣性モーメントはイラストバンドと同様に角速度と共に緩やかに増大しており、これらは非集団的な2準粒子励起バンドと解釈されてきた[9]。しかし、最近 Semmes達は2本の励起バンド間のM1遷移が観測されていないことから、この解釈には矛盾があることを指摘した[10]。この様にして、Hg190,192,194の超変形状態の合計7本の励起バンドの微視的内部構造は何か？、それぞれ特徴のある動力的慣性モーメントの振る舞いを統一的に説明できるか？ という面白い課題がでてきた。

7) ごく最近、私達はこの問題を分析し、ひとつの有望なシナリオを提案した。このシナリオによって、これまでの実験データをconsistentに説明できるように思われる {Fig.1-3参照}。この理論的アプローチでは、これまで同様、「回転座標系でのシェル・モデルを基底とするRPA近似」を用いているが、今回、いくつかの重要な技術的改良を行った。私達の計算結果によれば、超変形Hg 190,192,194での最低励起モードは、いずれの場合も $K=2$ を主成分とする八重極振動モードであるが、Coriolis K-mixingの効果がアイソトープ毎に微妙に変化し、Hg190では3)で述べたcase 1が、Hg192ではcase 2が、Hg194ではcase 5が主要な側面になる[11]。「回転系でのRPA」による微視的モデルはこの様な、Coriolis効果による振動モードの内部構造変化、その角運動量依存性、粒子数依存性を記述する極めて有用なアプローチであることがわかる。今後、新しいガンマ線測定器システムによって、E1遷移など励起バンドの電磁的性質に関するデータが得られ、理論と実験との系統的な比較ができるようになることを期待している。

* Speaker

References

- 1) Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 72(1984)799.
- 2) M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 79(1988)836.
- 3) S. Mizutori, T. Nakatsukasa, K. Arita, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Nucl. Phys. A557(1993)125c.
- 4) P.J. Dagnall et al, Phys. Lett. B335(1994)313.
- 5) T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and W. Nazarewicz, Phys. Lett. B343(1995)19.

- 6) B. Crowell et al, Phys. Lett. B333(1994)320.
- 7) B. Crowell et al, Phys. Rev. C51(1995)R1599.
- 8) P.Fallon et al, Phys. Rev. C51(1995)R1609.
- 9) M. Riley et al, Nucl. Phys. A512(1990)178.
- 10) P.B. Semmes, I. Ragnarsson and S. Aberg, Phys. Lett B345(1995)185.
- 11) T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori, W. Nazarewicz and Y.R. Shimizu, to be published.

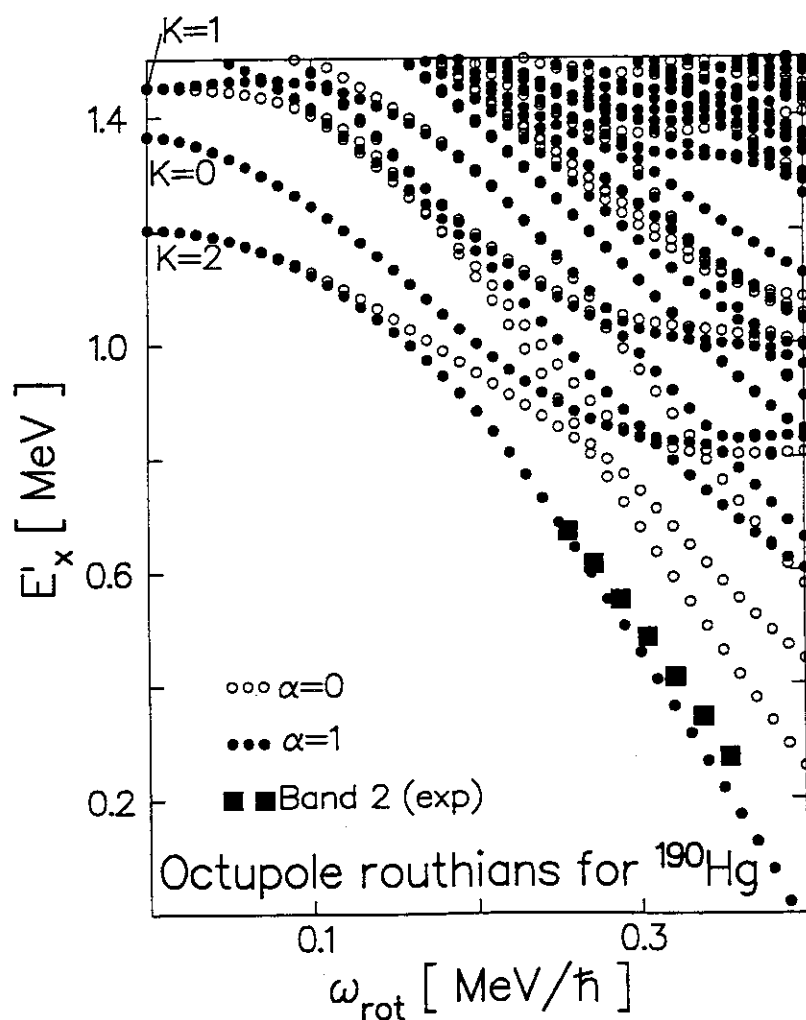


Fig. 1 Calculated RPA eigen-energies of negative-parity states for SD ^{190}Hg , plotted as functions of rotational frequency. Open (filled) circles indicate states with signature $\alpha = 0$ (1). The observed routhians for Band 2 are also shown by filled squares.

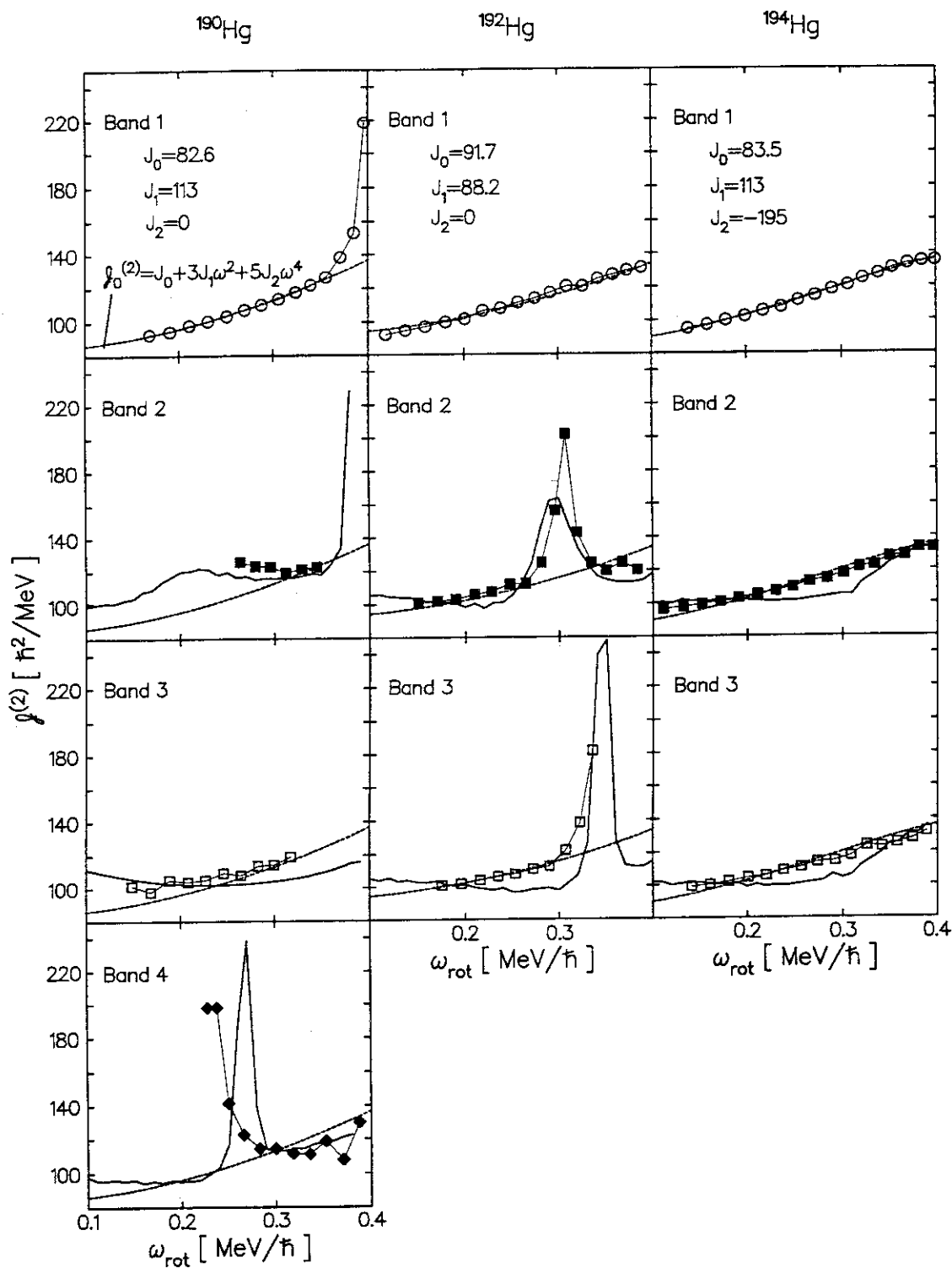


Fig. 2 Calculated (solid lines) and experimental (symbols) dynamical moments of inertia for excited SD bands in ^{190}Hg (left), ^{192}Hg (middle) and ^{194}Hg (right). $\mathcal{J}^{(2)}$ for the yrast SD bands are also displayed for reference. Dotted lines indicate the yrast $\mathcal{J}^{(2)}$, which are approximated by the Harris formula. The parameters, J_0 , J_1 and J_3 used in the formula are shown in units of $\hbar^2\text{MeV}^{-1}$, $\hbar^4\text{MeV}^{-3}$ and $\hbar^6\text{MeV}^{-5}$, respectively.

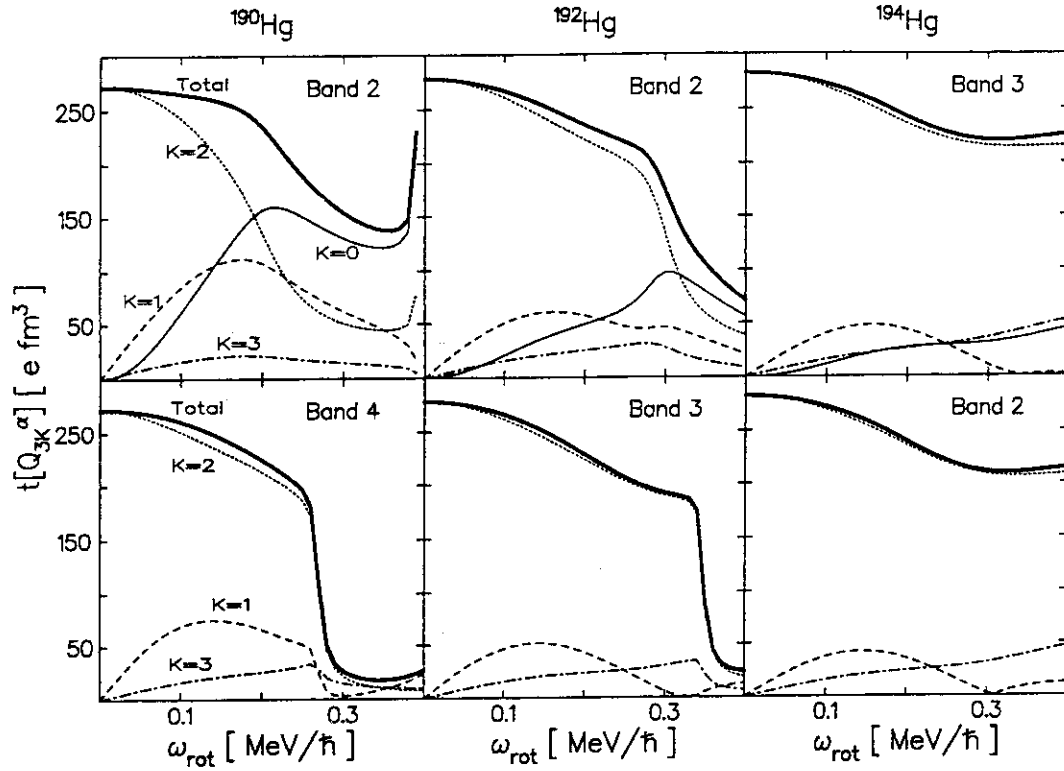


Fig. 3 The electric E3 transition amplitudes, $|t[Q_{3K}^\alpha]| = |\langle \omega_{rot} | Q_{3K}^\alpha | n \rangle|$, for the lowest RPA solutions with the signature $\alpha = 0$ (lower) and the $\alpha = 1$ (upper) for ^{190}Hg (left), ^{192}Hg (middle) and ^{194}Hg (right). $K = 0, 1, 2$ and 3 components are denoted by solid, dashed, dotted and dash-dotted lines, respectively. Total values (thick solid lines) are defined by $(\sum_K^3 |t[Q_{3K}^\alpha]|^2)^{1/2}$

3. Ni 領域の超変形状態の探索

古高和禎 (原研)

1986年に ^{152}Dy に超変形状態間の遷移による discrete な γ 線が観測されてから [1] およそ 10 年近くが過ぎた。これまでの精力的な研究から、質量数 150 領域の他の原子核や、質量数 130 及び 190 領域でも数多くの超変形状態が観測され [2]、現在では超変形核のデータの一覧表 [3, 4] が作られる程になっている。

では、他の領域では超変形状態は存在しないのであろうか？理論的な計算によると、質量数 60 及び 80 の領域にも超変形状態が存在するであろうことが示唆されている [5, 6, 7]。実際、理論的な予測通りに、今年 1995 年の夏に質量数 80 領域でも超変形状態間の遷移の discrete γ 線が観測された事が報告され [8]、 ^{83}Sr の超変形状態のものであるとの assign がなされている。

そこで、そのほかにも超変形状態が存在すると予測されている質量数 60 領域で、特に $^{60,62}\text{Zn}$ 核の、超変形状態を探索する実験を提案した。この領域では、質量数 80 の領域と同様に、陽子数 Z と中性子数 N がほぼ等しくなるため、通常の軸比 2:1 の prolate 超変形状態以外に、八重極超変形や軸比 3:1 の超変形状態など非常に興味深い現象が起こると予想されている [9]。また、これらの領域ではこれまで発見されている超変形状態と異なって、非常に低いスピン (^{60}Zn で $I = 22\hbar$) から超変形状態が yrast となることが示唆されている (図 1) [7]。重イオン核融合反応により生成した質量数 60 程度の ($N \approx Z$ の) 高角運動量複合核は、主に荷電粒子を放出することにより崩壊して $N = Z$ の線から遠ざかってしまうため、生成断面積の小さい $N \approx Z$ 核の γ 線核分光学的な研究はあまり行われてきておらず、高角運動量状態の核構造は殆ど解明されていない (図 2 参照)。生成断面積の小さな $N \approx Z$ 核の分光を行うためには蒸発荷電粒子の多重度で反応チャネルを選別する事が肝要である。

Japan Ball Collaboration 共同実験のクリスタルボールは、Ge 検出器の台数は TESSA 3 と同程度である。ここで、例えば入射エネルギー 140 MeV の $^{32}\text{S}+^{40}\text{Ca}$ 反応により $^{60,62}\text{Zn}$ を生成し、 γ 線を測定する場合を考えてみる。2 pnA のビーム電流で厚さ 0.5 mg/cm^2 の Ca ターゲットを照射すると仮定する。超変形状態が存在したとして、そこへ populate する割合が文献 [8] で報告されている値と同じだと仮定すると、 ^{60}Zn (^{62}Zn) それぞれの超変形バンドを経由した γ - γ 同時計測事象の数は 8 日間で 2.95 M (144 M) イベントとなり、Eurogam 等のクリスタルボールで測定した場合には及ばないまでも、十分 feasible な数となる。この反応では上にあげた ^{60}Zn は 3α 放出により生成されるが、その割合は全生成核に対して約 5% 程度であると予想されるので、この反応チャネルを選択するための荷電粒子多重度フィルターは欠かすことが出来ない。

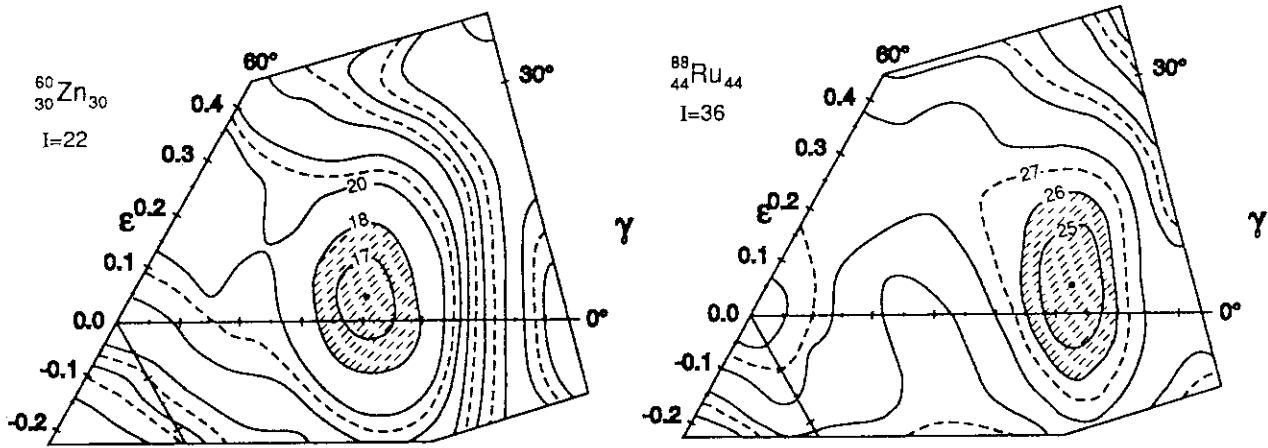


図 1: ^{60}Zn 及び ^{88}Ru の高角運動量でのポテンシャルエネルギー面。

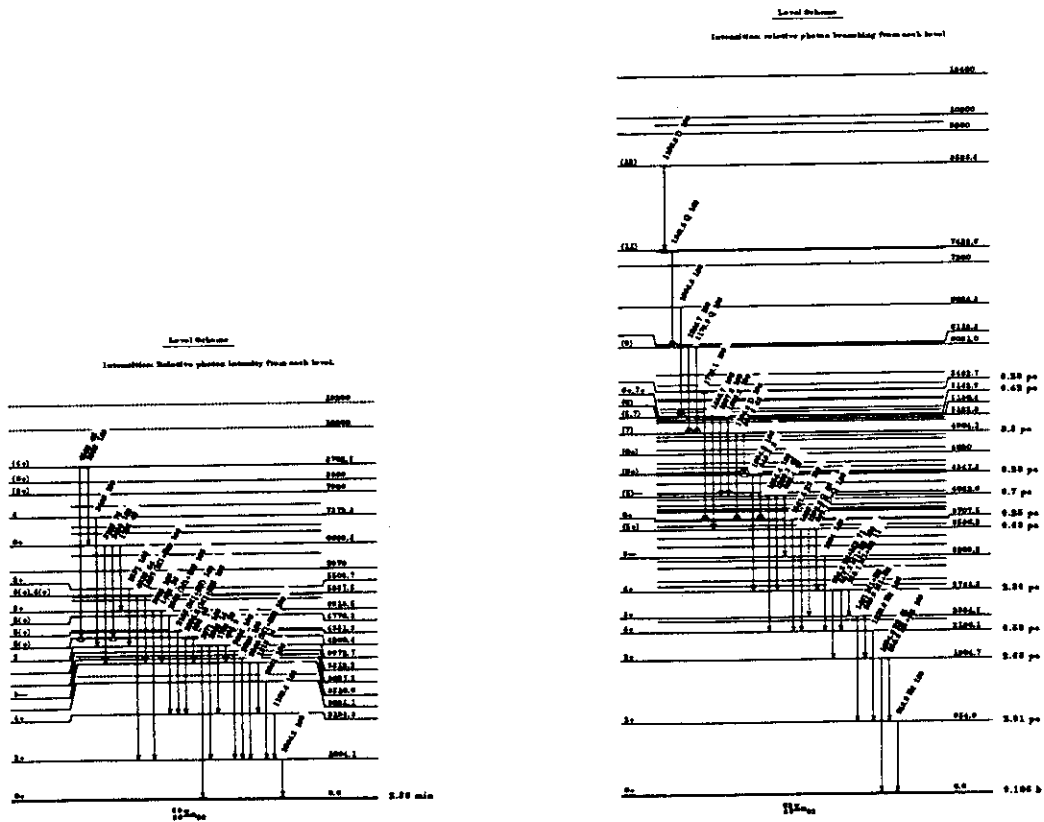


図 2: ^{60}Zn 及び ^{62}Zn の既知の準位

参考文献

参考文献

- [1] P. J. Twin *et al.* Phys. Rev. Lett. **57**, (1986) 88
- [2] P. J. Nolan and P. J. Twin, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **38** (1988) 533-62
- [3] Xiao-Ling Han and Cheng-Li Wu, "Nuclear Superdeformation Tables", At. Data Nucl. Data Tables **52** (1992) 43
- [4] Richard B. Firestone and Balraj Singh, "Table of Superdeformed Nuclear Bands and Fission isomers", preprint, **LBL-25916**, June, 1994
- [5] T. Bengtsson *et al.*, Phys. Scr., **24**, 200-214 (1981)
- [6] I. Ragnarsson *et al.*, Phys. Rep., **45**, (1987) 1-87
- [7] I. Ragnarsson, L.A.N.L. Report **LA-11964**, OCT. 1990
- [8] C. Baktash *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, (1995) 1946
- [9] 松柳研一, "空間反転対称性を破った超変形核の存在可能性について(コメント)", 「タンデムブースターによる核分光国内共同実験」ワークショップ報告集, JAERI-memo 06-042

4. Studies of high-spin states in $A=60-80$ region with Si ball

御手洗志郎 (九州大)

我々はノルドボール国際共同実験において、質量数 $A=80$ 領域における β 安定線から遠く離れた中性子不足核の高スピン状態を1つの研究対象とした。当然の事としてこの領域での超変形状態の原子核 (^{82}Sr 等) を探すことを試みた。

理論的には、Nazarewiczらにより大きな殻ギャップがこの領域には予言されており、多くの実験が試みられてきていたが、 $A=80$ 領域には永らく見いだせなかった。

最近になり、GAMMASHPERE, EUROGAM等により状況は一変し、 $^{82,83}\text{Sr}$ 、 ^{84}Zr 、 ^{82}Y [1,2]において、超変形状態の離散的な γ 線のバンド構造が見いだされ、理論による予言の正しさが立証されることになった。またこれらの実験を通じて、蒸発荷電粒子多重度測定装置の有用性が強く認識されるに至った。

一方、 $A=60-80$ 領域で $N=Z$ 近傍核においては、超変形状態、極超変形状態、八重極変形状態等の種々の形状の励起が期待される。しかしながら、この領域における重イオン反応は多くのチャンネルが同時に開き、 γ 線放出核種の質量数が小さいのでその放出 γ 線は高いエネルギーを持ち、Ge検出器による検出効率が低くなり実験が困難になるので、数少ないデータがあるのみで今後多くの成果が期待される領域である。

この領域については幾つかの理論計算[3,4]がなされており特に魔法数の2重閉核 (^{64}Ge 、 ^{76}Ge 、 ^{48}Cr 、 ^{72}Kr 等) には、おもしろい形状の状態が予言されている、また大きな変形に於いて $N=32$ 、 $Z=30$ は大きな殻ギャップを持つので、 ^{62}Zn における八重極超変形状態の出現は興味あるテーマである。

また $N=Z$ の Ni 、 Zn 、 Ge 核には、 α クラスター的な 12^+ 状態が予言されている。この状態の検出のために多くの実験[5]が行われたが、この状態の励起も崩壊も検出されていない。最近の計算によるとこの状態は α 崩壊し、娘核の 2^+ 状態へ主として落ちていくと考えられている。この場合 12^+ 状態からの γ 線放出は押さえられ実験によるこの状態の検出の困難さが説明付く。この場合 12^+ 状態からは一定のエネルギーをもつ α 粒子が放出されることになりこの α 粒子を検出する

ことは非常に興味がある。この α 粒子を検出する事はSi Ballが持つ、荷電粒子多重度測定による高い残留核種の識別能力と α 粒子の持つエネルギー測定的能力を同時に使用することにより可能となる。この場合にはこの α 粒子のエネルギーを計測するために反応としては逆反応を使用することにより後方へのビーム粒子の散乱をなくす。これによりSi Ballの後方部のSi検出器の前に貼ってある散乱ビームからSi検出器を保護するためのAl膜を用いずに、荷電粒子- γ の同時計測をする事が出来る。

これらの領域を調べるために、 ^{40}Ca ターゲットを130 MeVの ^{32}S ビームにより照射しSi Ballにより蒸発荷電粒子の多重度を測定し γ 線放出核種のZ-数を同定する事を考えている。この反応により10 mb以上の断面積を持つチャンネル数は14個であり、1 mb以上ならば24個にも達する多くの出口チャンネルが開く。興味ある ^{62}Zn 核種は $2\alpha 2p$ の蒸発粒子により大きな断面積を持ち十分な統計が期待される。また多くの興味深い変形状態が期待されるN=Z核である ^{64}Ge , ^{60}Zn , ^{56}Ni 核が同時に観測される。同時にこの測定はこれらの核種における α -クラスター状態の探索に役立つ。

参考文献

- [1] C. Baktash et al., Phys. Rev. Lett. 74, 1946(1995)
- [2] H.-Q. Jim et al., Phys. Rev. Lett. 75, 1471(1995)
- [3] I. Ragnarsson et al. Phys. Rep. 45, 1(1978)
- [4] T. Bengtsson et al., Phys. Scripta, 24, 200(1981)
- [5] J. Blomqvist et al., Z. Phys. A322, 169(1985)

5. Superdeformed and oblate states in $A = 190 - 200$ nuclei

J. Lu, T. Komatsubara, T. Hayakawa, T. Saito, N. Hashimoto and K. Furuno
Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba
(Abstract)

The study of high-spin states in the mass $A \sim 190$ nuclei is a hot topic of γ -spectroscopy in recent years. Many neutron-deficient isotopes of Hg, Tl, Pb and Bi have been studied by using heavy-ion fusion reactions. The most striking results are the existence of the superdeformed bands built on prolate shape (SD bands) and M1 dominant $\Delta I = 1$ bands built on oblate shape (M1 bands). For nuclei with higher Z , no observation is reported for neither SD or M1 band. The high-spin states study for nuclei with $Z > 82$ and $N \leq 120$ is a new frontier of γ -ray spectroscopic study.

The calculations using the cranked Nilsson-Strutinsky method, the Hartree-Fock method, the Total Routhian Surface approach predict the interesting shape coexistence for nuclei in this region. Besides of the spherical shape at low spin, an oblate deformation with $\beta_2 = -0.1 \sim -0.2$ and $\gamma \sim -60^\circ$ and a superdeformation with $\beta_2 \sim 0.5$ is predicted. M1 bands in $^{198-203}\text{Bi}$, $^{192-201}\text{Pb}$ and $^{192,193,196}\text{Hg}$ and SD bands in ^{197}Bi , $^{192-198}\text{Pb}$, $^{191-195}\text{Tl}$ and $^{190-194}\text{Hg}$ have been observed.

The typical characters for M1 bands in $^{196-198}\text{Pb}$ are

- (1) low dynamic moments of inertia: $J^{(2)} = 20 - 30 \hbar^2 / \text{MeV}$;
- (2) $B(\text{M1}) = 1 - 2$ w.u., $B(\text{E2}) \sim 20$ w.u., $B(\text{M1})/B(\text{E2}) = 20-30 (\mu_N/eb)^2$ for regular bands;
 $B(\text{M1}) = 0.3-0.4$ w.u., $B(\text{E2}) \sim 8$ w.u., $B(\text{M1})/B(\text{E2}) = 15-25 (\mu_N/eb)^2$ for irregular bands; $\beta_2 = -0.05 \sim -0.10$ (exp.), $-0.10 \sim -0.20$ (the.)
- (3) complex decay out, linking transitions were only observed for a few of M1 bands
- (4) possible configurations: $(\pi i_{13/2})^2 (\nu i_{13/2})^{-n}$, $\pi i_{13/2} \pi h_{9/2} (\nu i_{13/2})^{-n}$ and $(\pi h_{9/2})^2 (\nu i_{13/2})^{-n}$. The high-K $i_{13/2}$, $h_{9/2}$ protons and the low- Ω $i_{13/2}$ neutrons are considered to stabilize the oblate shape with $\gamma \sim -60^\circ$. A physical problem still remains: is it the collective rotation or quasiparticle alignment around tilted axis?

For the SD bands, the result $Q_t \sim 18 (eb)^2$ or $\beta_2 \sim 0.5$ is obtained. The lowest SD bands in this region were observed from low-spin states with $I=4-6$, the nature and the decay mode of these SD bands are still not well known. Furthermore, the problems such as identical bands, the evolution from superdeformed states to the fission isomer in $A \sim 230$ region are very interesting.

Further experimental studies are necessary for understanding the high-spin structure of heavy nuclei.

6. High Spin Molecular Resonances 上柿英二 (秋田大)

Department of Physics, Akita University, Akita 010

1. Introduction

Narrow high-spin resonances observed in heavy-ion scattering of $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$, $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, etc. are striking phenomena, because they are in high excitation of 60 ~ 70 MeV in the compound nuclei.^{1,2)} Their origin is still an open question.

According to a liquid drop calculation,³⁾ high spin states are expected to exist up to $J \sim 40\hbar$ in the mass number A around 50, as is seen in Fig. 1. (The curve l_{II} is a limiting angular momentum and in between l_{II} and l_I the ground state is predicted to have triaxial structure.) Actually Lund group calculated the energy of ^{48}Cr and ^{56}Ni with the Nilsson-Strutinsky method and found the secondary energy minima at high spins and at very large deformations.^{4,5)} The structures obtained are those of hyperdeformation, as is seen in Fig. 2. As the ^{28}Si nucleus itself has a large deformation, the Nilsson potential corresponding to the secondary minimum is seen to be fairly overlapping to a $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ touching configuration in Fig. 2a).

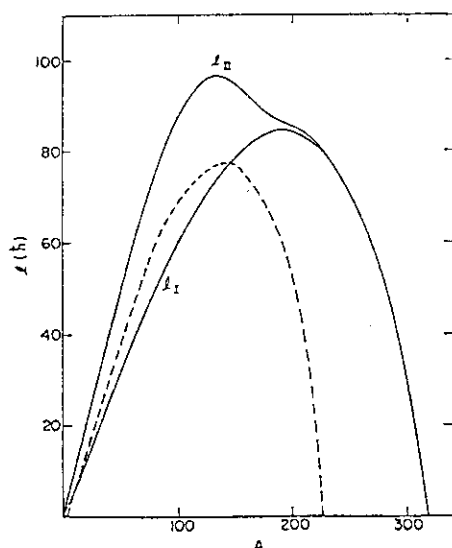


Fig. 1 The curve l_{II} is the angular momentum at which the fission barrier of a beta-stable nucleus with mass number A is predicted to vanish (from ref. 3)).

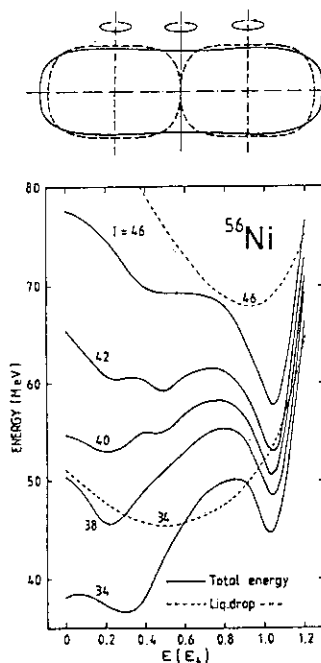


Fig. 2 Energies versus deformation ϵ by the Nilsson or liquid-drop calculations (ref. 5)). Upper portion shows Nilsson potential compared with two ^{28}Si configuration (dashed line).

From the view point of collision processes, we have two kinds of reaction types as illustrated in Fig. 3, namely, a weak coupling regime and a strong coupling regime. The latter may form a complicated compound system as a whole, difficult to be understood, but under strong influence of the high spin centrifugal force, the system will be extended to be a largely deformed one and would be rather simple. Such a structure is one of the candidates for the system with a superdeformation expected in the lighter mass region.⁴⁾

In Fig. 4, angle-averaged excitation functions for the elastic and inelastic channels²⁾ are displayed, in which many prominent peaks are correlatingly seen around $E_{cm} \sim 46\text{MeV}$, suggesting eigenstates of a compound system. Spin alignment measurements suggested that the resonance spin is $J = 36$ for both the 45.7MeV and 46.7MeV levels,⁶⁾ and the spins of the other two levels slightly above them are also conjectured to be 36. Taking account of high level density more than one per 1MeV, we have to introduce activated internal degrees of freedom of the whole compound system. As the collective degrees of the freedom of deformed nuclei are the orientations of the symmetry axes, i.e., Euler angles, the degrees of the total system are the relative vector between two constituent nuclei and the Euler angles of the nuclei. At the stable configuration of the di-nuclear system, those collective modes would be responsible for the high level density of the resonances. The aim of the present study is to clarify the structure and mechanism of those high spin resonances in connection with activated internal modes.

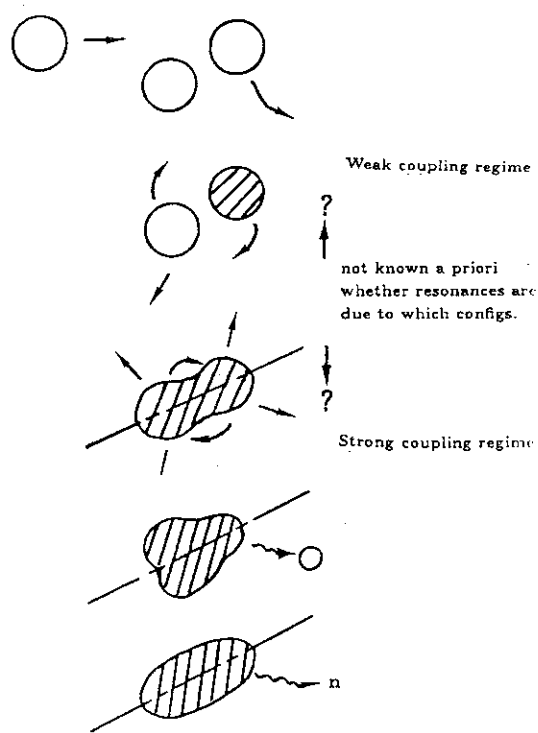


Fig. 3 Collision processes expected. Upper and lower portions illustrate weak coupling regime and strong coupling regime, respectively.

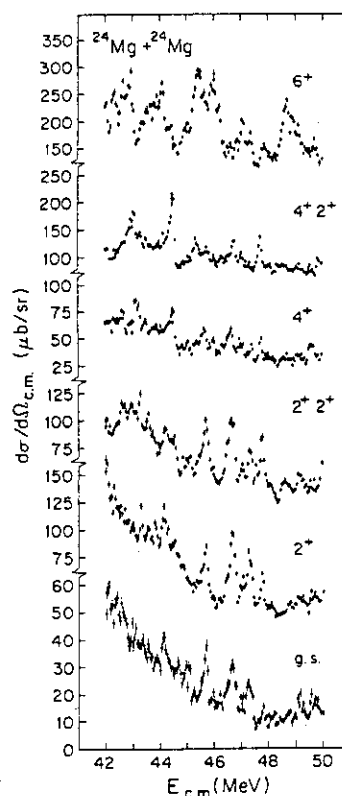


Fig. 4 Angle-integrated yields of the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ elastic and inelastic scattering channels (ref. 2)).

2. Di-nuclear configurations and normal modes of motion

For simplicity, we take up the system of two identical deformed nuclei with a constant deformation and axial symmetry. Thus we start with seven degrees of freedom, i.e., the relative vectors $\mathbf{R} = (R, \theta_2, \theta_1)$ and Euler angles (α_1, β_1) and (α_2, β_2) , as illustrated in Fig. 5, where the upper and lower portions are for the di-nuclear configurations with prolate nuclei and oblate nuclei, respectively. We introduce a rotating molecular frame, z' -axis of which is parallel to the relative vector of two interacting nuclei. The Euler angles are referring to the molecular frame, and therefore they are a kind of internal collective variables. α_1 and α_2 are combined into $\theta_3 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$ and $\alpha = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$. Then we have

$$(q_i) = (\theta_1, \theta_2, \theta_3, R, \alpha, \beta_1, \beta_2), \quad (1)$$

where θ_i 's are the Euler angles of the molecular frame with four other internal variables. the kinetic energy of the system can be divided into three parts, that is, the rotational energy of the total system, kinetic energies of internal motions referred to the molecular frame and the coupling term (Coriolis term) between them. Quantization was exactly done in curve-linear coordinates of the molecular frame, but hereafter we neglect the Coriolis coupling. (Details are given in ref. 7.) Consistently with the coordinate system, we introduce a rotation-vibration type wave function as basis one,

$$\Psi_\lambda \sim D_{MK}^J(\theta_i) \chi_K(R, \alpha, \beta_1, \beta_2). \quad (2)$$

In Fig. 6, an $R - \beta(\beta_1 = \beta_2)$ energy surface is displayed for the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system with $J = 36$. The energy includes a nucleus-nucleus interaction energy and the rotational one as $V_J(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) = V_{\text{int}}(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) + J(J+1)\hbar^2/2\mu R^2$, where V_{int} denotes the interaction energy calculated by folding the nuclear density with nucleon-nucleon interaction called M3Y. We find a local minimum at $\beta_1 = \beta_2 = \pi/2$ and $R = 7.5\text{fm}$, namely, at a pole-pole configuration.

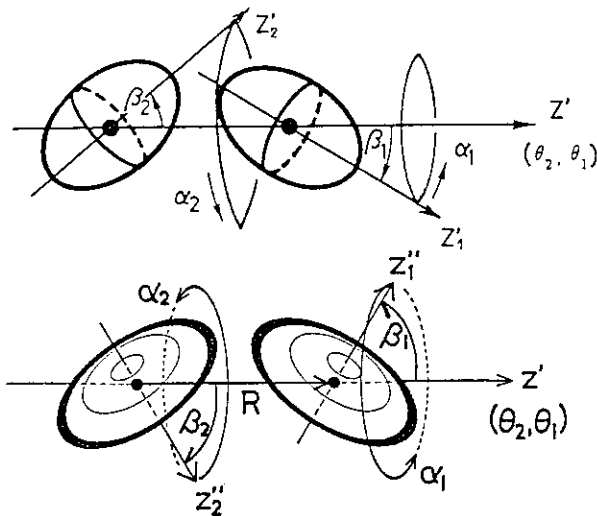


Fig. 5 Di-nuclear configurations and the coordinates in the rotating molecular frame. The upper and lower portions are for a system of prolate-prolate nuclei and that of oblate-oblate nuclei, respectively.

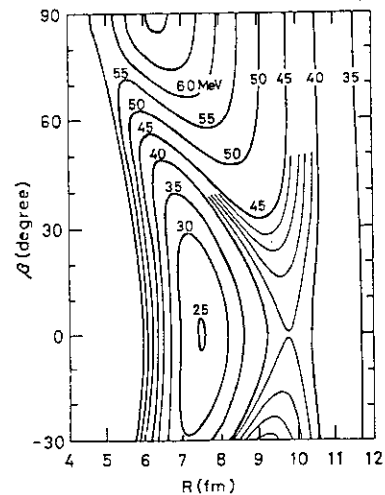


Fig. 6 Effective potential energy V_J for the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system with $J = 36$ is displayed, for $R - \beta(\beta_1 = \beta_2)$ degrees at $\alpha = \pi/2$.

For oblate-oblate di-nuclear system such as $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$, minima at high spins appear at equator-equator configurations, and therefore the normal modes of motion are somewhat different from those at the pole-pole configuration. Hereafter we concentrate to the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system, so see ref. 8) for the $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$ case.

At the stable minimum seen in Fig. 6, we expand the effective potential V_{JK} into a quadratic form for R , β_1 and β_2 , and solve normal mode equations. Surprisingly couplings between R and β_i 's are found to be zero, and the only resulting coupling term is $V_{\text{coupl}} = V_\alpha(R_e)\beta_1\beta_2 \cos 2\alpha$. This means R and β_i 's are almost the normal mode variables, as they stand. Therefore we firstly solve the normal modes without V_{coupl} , and show this zero-th order energy spectrum for $J = 36$ in Fig. 7. Next, taking V_{coupl} into account, we solve the complete motion at the stable minimum. As each state in Fig. 7 is an intrinsic state of $J = 36$, we obtained several bands corresponding to the levels of Fig. 7. In Fig. 8, $K = 0$ bands are displayed and compared to the experimental levels, because states with $K \neq 0$ and/or $\nu \neq 0$ carry no partial width of the elastic channel due to the selection rule in angular momentum and therefore they cannot be excited through the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ entrance channel. Of course some of them may have $K = \nu = 0$ components due to the Coriolis coupling and thus have some resonance strengths. Indications of (2) in the figure notes that the possibility of a twin band due to the coupling between $K = 0$ and $K = 2$ states. We see the density of the calculated levels is very high in agreement with experiments.

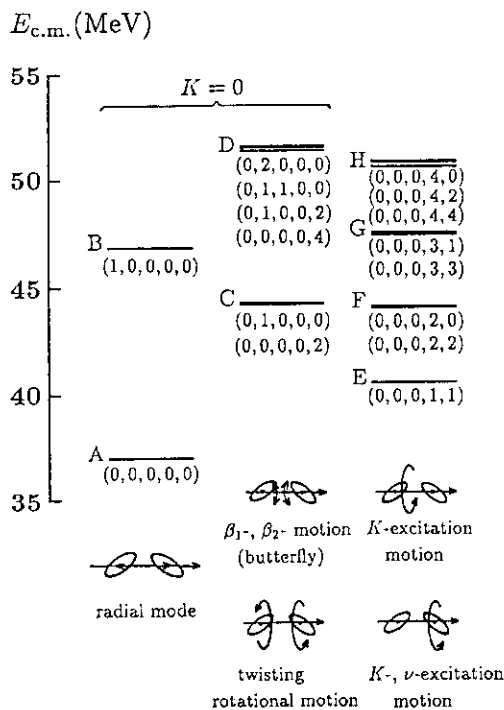


Fig. 7 Molecular normal modes of zero-th order for the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system for $J = 36$. Quantum numbers (n, n_1, n_2, K, ν) are given below the levels. Intuitive pictures are displayed at the bottom of the columns.

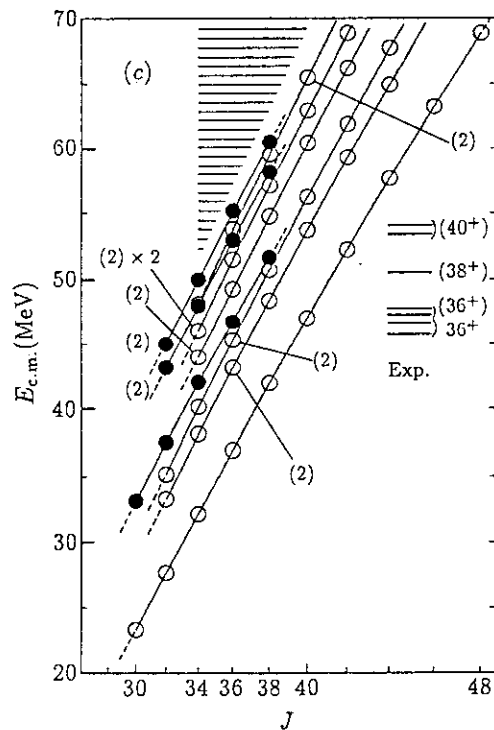


Fig. 8 $K = 0$ rotational bands in the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system around the pole-pole configurations. Experimental resonance levels are given on the right-hand side.

3. Summary

We have investigated the structure of di-nuclear system consisted with deformed nuclei. As an example, the $^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$ system is mainly discussed. Taking the orientations of the deformation of the constituent nuclei, as degrees of freedom of the whole system, we have obtained several normal modes, such as *butterfly*, *twisting rotational motion etc.*, activated at the stable pole-pole configuration. The structure of those states is extremely deformed to have 3:1 ratio. The estimated $E2$ strengths are very large, about 40 ~ 50keV. Experiments to explore such a superdeformed band are now strongly desired.

This work has been performed in collaboration with Prof. Y. Abe, YITP, Kyoto University.

References

- 1) R.R. Betts, in *Proc. 4th Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions* (Chester, July 1984), eds. J.S. Lilley and M.A. Nagarajan (D. Reidel, Dordrecht, 1985), p. 133 and references therein.
- 2) R.W. Zurmühle et al., *Phys. Lett.* **129B** (1983) 384.
- 3) S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, *Ann. of Phys.* **82** (1974) 557.
- 4) S. Åberg, in *Nuclear Structure and Heavy-ion Reaction Dynamics 1990 (Workshop at Univ. Notre Dame, Indiana 24-26 May)* (Institute of Physics), p. 143.
- 5) T. Bengtsson, M. Faber, M. Ploszajczak, I. Ragnarsson and S. Åberg, Preprint Lund-MPh-84/01 (1984).
- 6) A.H. Wuosmaa et al., *Phys. Rev.* **C41** (1990) 2666.
- 7) E. Uegaki and Y. Abe, *Prog. Theor. Phys.* **90** (1993) 615.
- 8) E. Uegaki and Y. Abe, *Phys. Lett.* **B340** (1994) 143.

7. 指標逆転現象の系統的研究

筑波大学 物理学系 加速器センター

小松原哲郎

これまでの我々の研究から、質量数130領域の奇奇核アイソトープにおいて、指標逆転現象が系統的に見い出されてきた。この回転構造における不思議な現象は、原子核の集団回転と最外殻の陽子と中性子との結合をも考慮した理論的計算でも完全に理解されたとは言えず、原子核構造を理解する上で非常に興味深い現象である。一方、実験的にも奇奇核はその構造の複雑さが原因で、信頼のおける確かなデータが多いとは言え無い。一部の原子核では、既存のデータと我々の結果を系統的に比較するとスピンやパリティ等の重要なデータにおいて矛盾する報告がある。この報告の最後に、この実験的矛盾点を解決する目的で、現在進行中の原研でのクリスタルボール共同実験において、 ^{122}Cs の γ 線分光実験を提案する。

指標逆転構造とは、原子核の集団回転に内部の核子の運動が整列すると、逆にエネルギーを損するような現象である。回転バンドの指標依存性は奇核の一準粒子構造回転帯において、理論実験の両側面からよく理解されてきた。しかし、我々が研究を続けている奇奇核の指標逆転は、奇陽子核と奇中性子核の構造を単純に合成しただけでは再現できない。奇A核の場合、回転バンドはfavoured bandとunfavoured bandの二つに分類され、それぞれfavoured signatureとunfavoured signatureの指標量子数が対応する。この二つの指標間のエネルギー的差異はコリオリ力によって理解され、常にfavoured signatureのほうがエネルギー的に低いことは理論的によく理解されている。この指標依存性を奇奇核にも適用すると、陽子と中性子の指標量子数が両方ともfavoured signatureである状態が最も低いエネルギーを持つ。粒子軌道配位が $\pi h_{11/2} \times \nu h_{11/2}$ の場合は、スピンの奇数の状態がこれに対応するが、ところが実験では偶数のスピンの状態が低く観測された為、指標逆転構造として話題になっている。

これまで、我々は質量数130領域の奇奇核の $\pi h_{11/2} \times \nu h_{11/2}$ 配位構造について系統的に実験を行ってきた。奇奇核セシウムアイソトープ、 ^{124}Cs 及び ^{126}Cs [1]では回転構造を観測し、そのバンドヘッドのスピンを基底状態から組み上げて調べた。その結果、指標逆転現象は低スピンで起き、高スピンでは元にもどることが判った。つまり、バンドヘッド近傍では $|f_{\pi} u_{\nu}\rangle$ 状態が $|f_{\pi} f_{\nu}\rangle$ 状態よりも低く

観測された。通常、縮退しているはずの二つの指標がすでに低スピンの状態で分離しており、しかもその指標依存性は普通とは逆向きになっている。そして、これが高スピンになると、二つの指標状態は徐々に接近し、遂に交差して通常の指標依存性に戻ってしまう。この指標依存性の回復は、高スピンの原子核の集団回転の描像がよくなった為と解釈できる。

また、奇奇核ランタンアイソトープの ^{128}La では、ベータ崩壊する二つのアイソマー状態が見つかった[2]。この二つのアイソマーのうち、一つは比較的高スピンの回転準位のバンドヘッドと推定される。ベータ崩壊の終状態の詳しい測定からこのバンドヘッドのスピンを決め、この結果から ^{128}La の回転準位でも低スピンで指標逆転している事が判った。

さらに、最近我々は ^{122}Cs についても予備実験を行っている。この ^{122}Cs では、 ^{124}Cs や ^{126}Cs と非常によく似た回転バンドが既に報告されているのだが、その軌道配位は ^{124}Cs や ^{126}Cs と異なり $\pi h_{11/2} \times \nu g_{7/2}$ と報告されている[3,4]。この矛盾点を解決する為に原研のクリスタルボール共同実験のテーマとして、 ^{122}Cs の γ 線分光実験を提案する。この実験により回転バンドを詳しく観測すると、高スピン状態のバンド交差の振舞から、軌道配位を決めることができる。この質量数 130 領域のバックベンディング現象は陽子、中性子ともに $h_{11/2}$ 軌道のバンド交差により起きる。もしも、奇奇核 ^{122}Cs の軌道配位が我々の予想通り $\pi h_{11/2} \times \nu h_{11/2}$ ならば、パウリの排他率によって double blocking 現象が起きバックベンディングの遅れが観測されるはずである。

^{122}Cs の γ 線分光は、原研タンデム加速器によって加速された 8.8 MeV の ^{16}O ビームを ^{110}Cd ターゲットに照射し、 $^{110}\text{Cd} (^{16}\text{O}, p3n)^{122}\text{Cs}$ 反応により行う。原研タンデム施設にて現在整備中の BGO アンチ・コンプトン・シールド付き Ge 半導体検出器を 11 台使用して、 γ 線同時計測実験を行う。さらに、九州大学の協力を得て、Si ボールによる蒸発粒子チャンネルの同定を行う。

この実験では検出器の分解能がこれまでのものより飛躍的に良いため、奇奇核のより詳しい実験データが得られると期待される。この中から新たに観測されると予想できる原子核構造として、回転バンドの励起バンド構造が最も興味深い。この励起バンドは、既に ^{124}Cs と ^{126}Cs でその一部と思われる構造が観測されたが、まだ明確なことはほとんど判っていない。しかし、一方で励起バンドの内部構造として、理論的には、指標四重状態、wobbling band [5]、higher K band [7]、等の候補があり非常に興味深い。

文献：

- [1] T. Komatsubara, et al., Nucl. Phys. A557 (1993) 419c
- [2] T. Hayakawa, et al., to be published.
- [3] M.A. Quader, et al., Phys. Rev C33 (1986) 1109
- [4] N. Xu, et al., Phys. Rev. C41 (1990) 2681
- [5] Y. Shimizu and M. Matsuzaki, to be published.
- [6] N. Tajima, Nucl. Phys. A572 (1994) 365
- [7] M. Matsuzaki, Phys. Lett. B269 (1991) 23

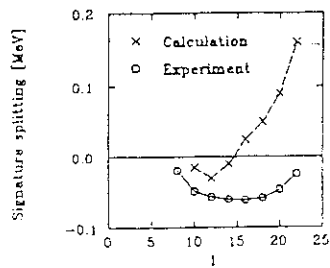
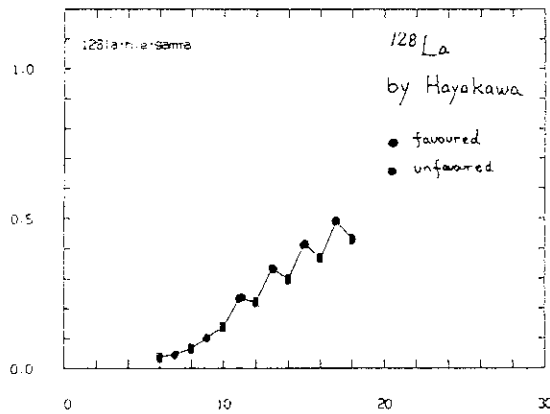
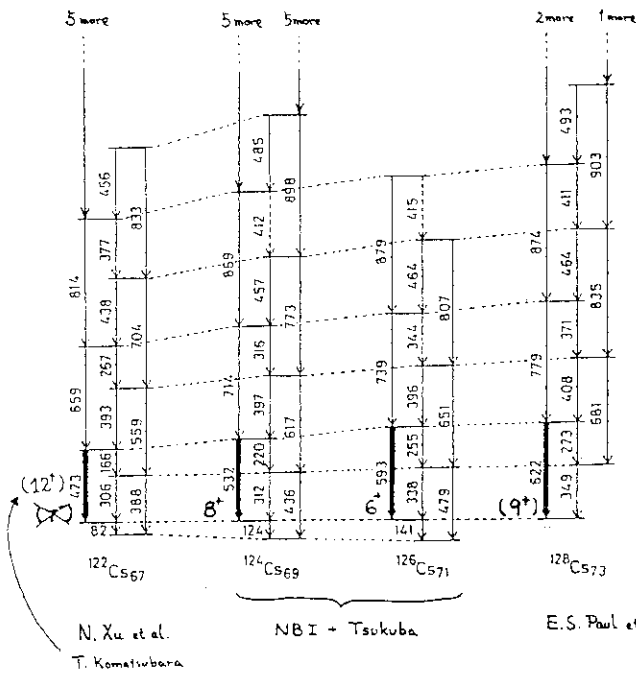


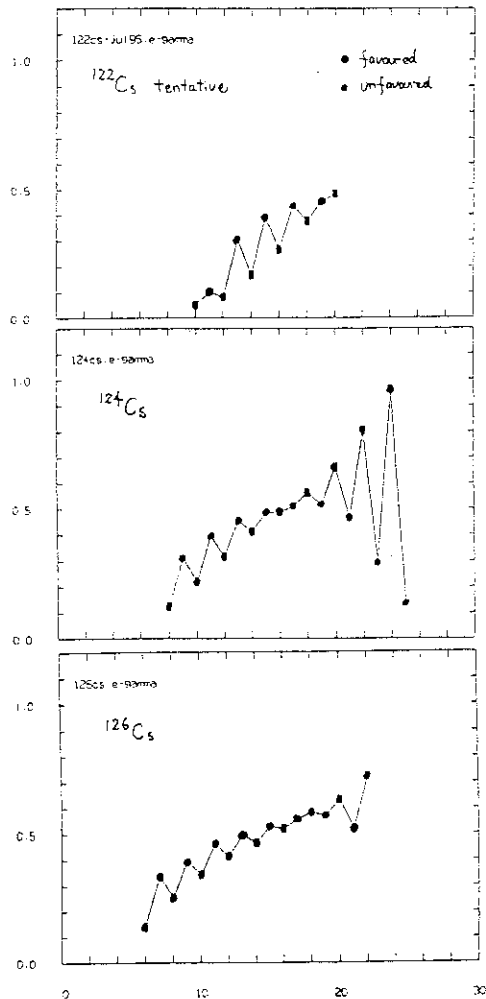
Fig. 3 Signature splittings obtained from the present level scheme. The crosses are a prediction by the particle - rotor model in ref. [6].



^{128}La の指標分離と、粒子回転模型との比較。理論計算は文献 [6] による。



セシウム・アイソトープの $\pi h_{11/2} \times \nu h_{11/2}$ 配位構造。 ^{122}Cs のスピン及びパリティはまだ確定していない。



セシウム・アイソトープの $\pi h_{11/2} \times \nu h_{11/2}$ 配位構造の指標分離 $E(I) - E(I-1)$ 。 ^{124}Cs と ^{126}Cs では低スピンの指標分離が著しい。一方、 ^{122}Cs では縮退しているように見える。

8. ^{143}Gd の核構造

菅原昌彦 (千葉工大)

1. $^{142}, ^{143}\text{Gd}$ における M1 バンド探索実験提案の動機

約 2 年前、軽い P b 領域の核で強い M1 のカスケード遷移で結ばれるバンド構造が発見され、 $\pi(h_{9/2} i_{13/2})_{11}$ -のオブレートアイソマーに崩壊することから、陽子の角運動量の変形の対称軸方向に整列した high-K の collective oblate band ではないかと考えられ注目を集めた¹⁾。しかし、実はその 2 年前に同じような構造の回転バンドが A ~ 130 領域ですで見いだされていたが、P b 領域のように長いシーケンスでなかったためかあまり注目されていなかった²⁾。その後、S. Frauendorf が Tilted Axis Cranking (TAC) model の計算に基づいて、このようなバンド構造が生ずるメカニズムとして次のような考え方を提案した³⁾。すなわち、High-j の proton particle 状態と high-j の neutron hole 状態が結合する場合は、それぞれの角運動量ベクトルがお互いにはほぼ 90° の角をなすように結合するのがエネルギー的に最も得をするので、この状態が band head になりシステム全体が全角運動量ベクトルを軸にして集団回転をすることによりバンド構造を形成する。その際回転が速くなると、全角運動量は主に陽子と中性子の角運動量ベクトルのなす角がだんだん小さくなっていくことにより増加していくというものである。このようなバンドは現在 "Shear Band" と呼ばれている。Frauendorf は TAC に基づいてこのようなメカニズムを提案したのであるが、その提案の中で、このような high-j の proton particle 状態と high-j の neutron hole 状態の結合様式はたとえ変形した平均場が存在しなくとも一般的に成り立つと主張している。したがって 2 重閉殻核と考えられている ^{146}Gd の近傍の球形核である $^{142}, ^{143}\text{Gd}$ における M1 バンドの構造を研究し、変形核における M1 バンドと比較することにより、"Shear Band" メカニズムに対するより深い理解が得られると考えられる。

2. A ~ 130 領域における M1 バンドの系統性

最近、F. Dönau らによって、A ~ 130 領域の Xe, Ba 偶偶核における $\Delta I = 1$ のバンドについて TAC Model の計算が行われた⁴⁾。彼らは、+パリティ、-パリティを持つ最もエネルギーの低い配位としてそれぞれ $\pi(h_{11/2})^2 \nu(h_{11/2})^2$ と $\pi(h_{11/2} d_{5/2}) \nu(h_{11/2})^2$ をあげている。TAC model では、角運動量 J と角速度 ω が

$$J(\omega) = \sqrt{\langle \omega | j_1 | \omega \rangle^2 + \langle \omega | j_2 | \omega \rangle^2} = I + \frac{1}{2}$$

$$\hbar\omega = E_\gamma = E(I) - E(I-1)$$

$$\bar{I} = \frac{1}{2}(I+I-1) + \frac{1}{2} = I$$

のように、エネルギー準位から計算できるので、 $\bar{I} - \hbar\omega$ プロットを理論と実験とで比較することができる。図 1 に彼らの理論計算による $\bar{I} - \hbar\omega$ プロットを示す。

図 1 によると、 $\pi(h_{11/2} d_{5/2}) \nu(h_{11/2})^2$ よりも $\pi(h_{11/2})^2 \nu(h_{11/2})^2$ の方が傾きすなわち dynamic moment of inertia が小さいことがわかる。これまでに A ~ 130 領域で見いだされている M1 バンドを、質量数を 3 つのグループ

(A < 130, A ~ 130, A > 130) に分けて、 $\bar{I} - \hbar\omega$ プロットにまとめたものを図 2 (A < 130)、図 3 (A ~ 130)、図 4 (A > 130) に示す。明ら

かに質量数が増すにしたがって dynamic moment of inertia が減少しており, F. Dönau らの理論結果と比較すれば, M1バンドの配位が $\pi(h_{11/2} d_{5/2})\nu(h_{11/2})^2$ から $\pi(h_{11/2})^2\nu(h_{11/2})^2$ へと変化していることがうかがえる.

3. 筑波大学タンデム加速器実験室における ^{143}Gd γ - γ coincidence 実験

今年の2月に, 筑波大学タンデム加速器実験室において, 厚さ約 18 mg/cm^2 の ^{115}In 薄膜に 140 MeV の ^{32}S ビームを照射し, $^{115}\text{In}(^{32}\text{S}, p3n)^{143}\text{Gd}$ 反応を用いて γ - γ coincidence 実験を行った. 検出器としては6台の BGO Anti-Compton Spectrometer(ACS) と1台の Low Energy Photon Spectrometer(LEP) を用いた. 共同研究者は以下の諸氏である.

千葉大 猪狩嘉延
草刈英栄
筑波大 古野興平
小松原哲郎
呂駿
橋本奈美
齊藤武彦

総イベント数は 14×10^6 と決して多くはないが, 現在のところ図5に示すような準位図が tentative に得られている. 図中*印をつけたものが今回新しく assign された準位である. スピンがまだ決まっていないが, 4795 keV , $33/2$ から始まるシーケンスが M1バンドの可能性が強い. そこで, 図4の $\bar{I}-\hbar\omega$ プロットにこれと, ^{141}Gd で見つかっている M1バンドとを加えたものを図6に示す. この図から ^{143}Gd で存在を予想される M1バンドは近隣の原子核の M1バンドとほぼ等しい傾きすなわち dynamic moment of inertia を持っていることがうかがえる.

4. 原研における 142 , ^{143}Gd 実験

原研における実験では, ^{142}Gd を中心にして研究を行いたいと考えている. ターゲットとビームの組み合わせとしては $^{111}\text{Cd} + ^{35}\text{Cl}$, $^{115}\text{In} + ^{32}\text{S}$ が考えられる. 図7に上の2つの場合の励起関数を ALICE CODE で計算した結果を示す. いずれの場合も ^{142}Gd が生成される確率は $\leq 100 \text{ mb}$ であり, Z のとなりあう他の原子核と競合しているので, Silicon Ball を用いる必要がある.

参考文献

- 1) J.R.Hughes et. al.; Phys. Rev. C47 1337(1993)
- 2) D.B.Fossan et. al.; Nucl.Phys. A520 241c(1990)
- 3) S.Frauentorf et. al.; Nucl. Phys. A557 259c(1993)
- 4) F.Dönau et. al.; Nucl. Phys. A584 241(1995)

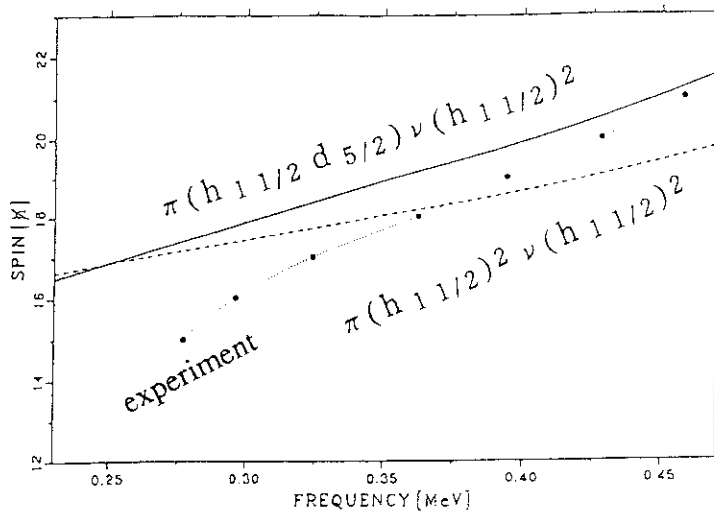


図1 128Ba に対するTAC model 理論計算に基づく $\bar{I}-\hbar\omega$ プロット 4)

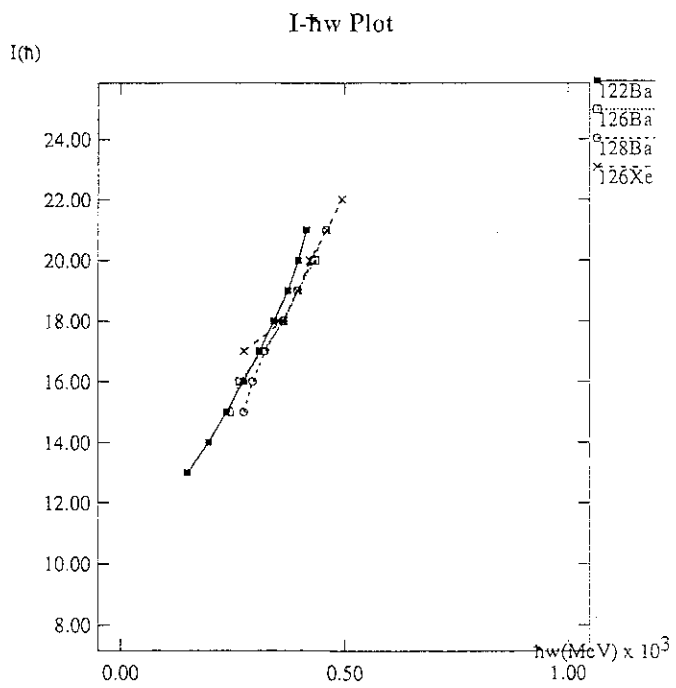


図2 $A < 130$ 領域のM1バンドに対する $\bar{I}-\hbar\omega$ プロット

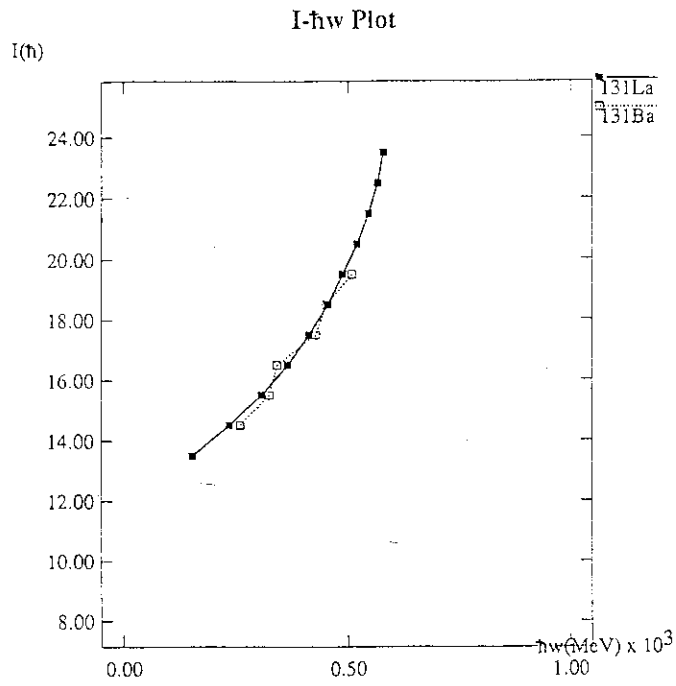


図3 A ~ 130 領域のM1バンドに対する $\bar{I}-\hbar\omega$ プロット

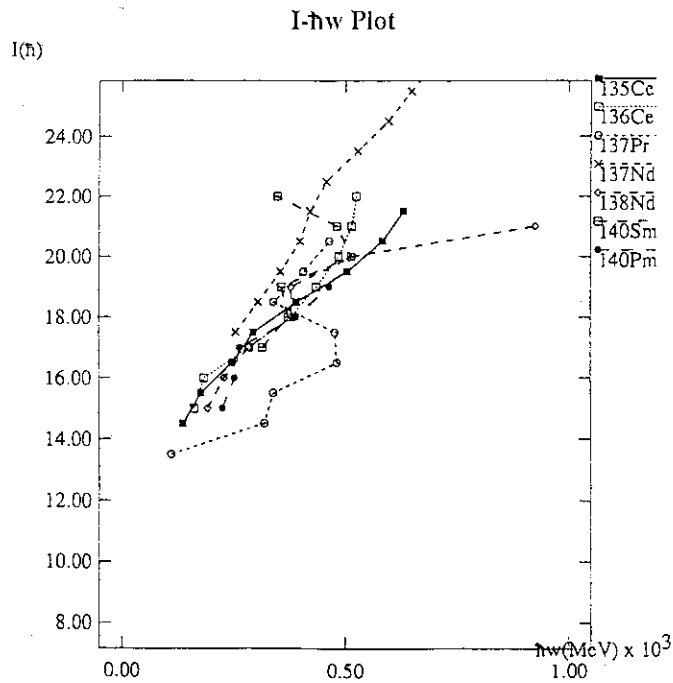


図4 A > 130 領域のM1バンドに対する $\bar{I}-\hbar\omega$ プロット

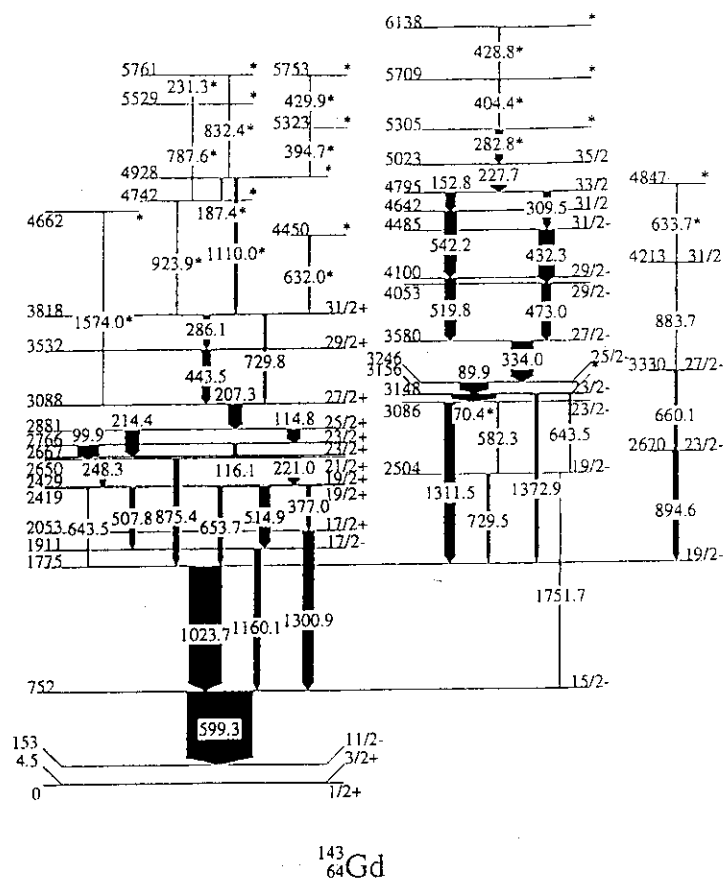


図5 143Gdのtentativeな準位図

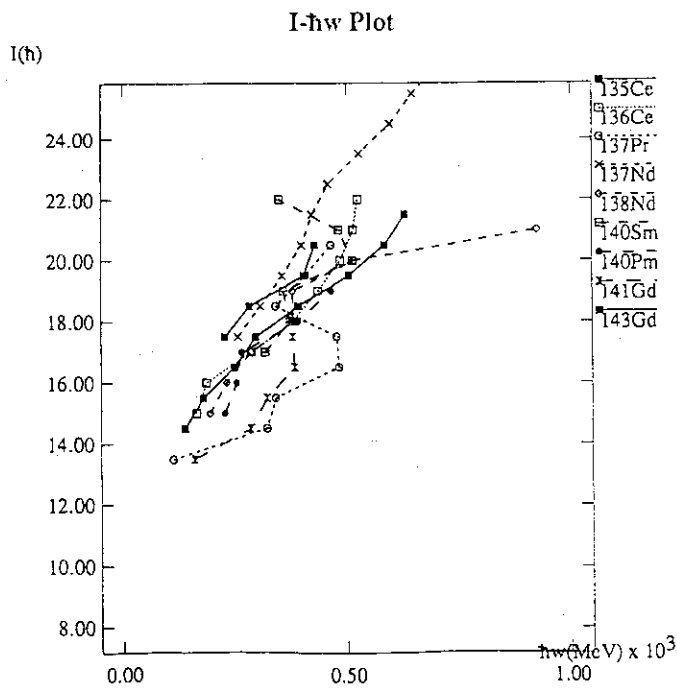


図6 図4に141, 143GdのM1バンドを加えたI-hwプロット

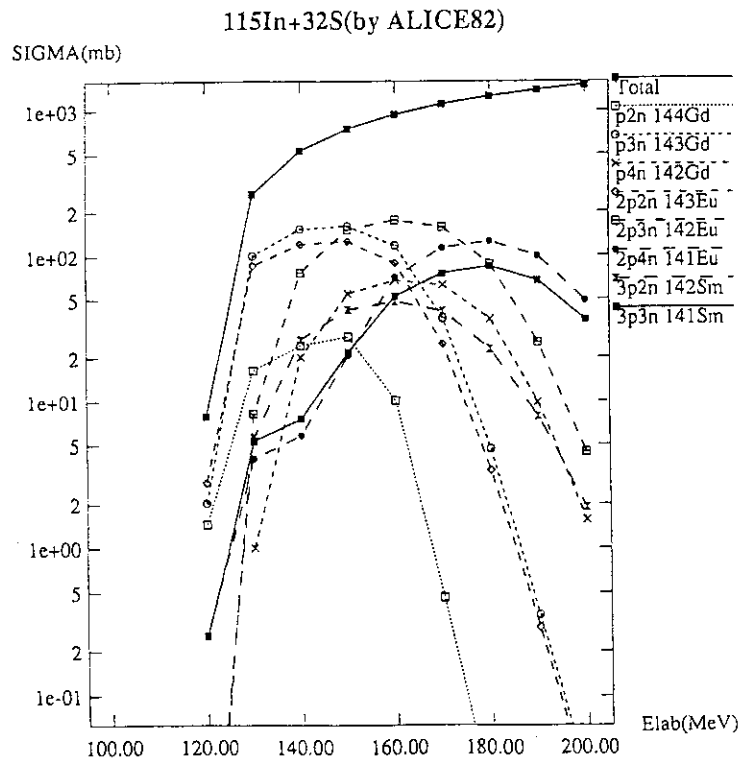
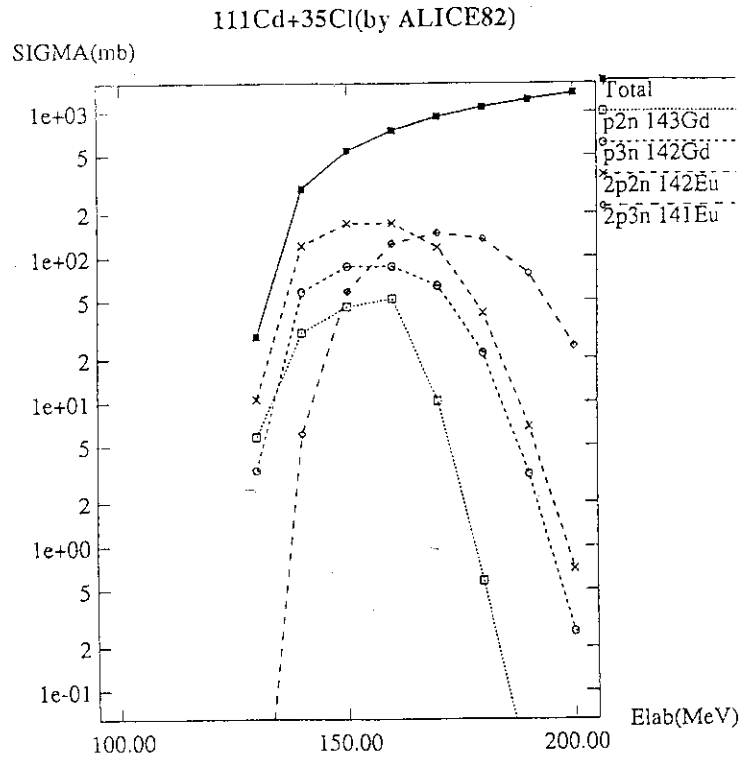


図7 ALICE codeによる励起関数の計算

9. A Mechanism of Rotation about Tilted Axis

N. Onishi, M. Oi, N. Tajima

Institute of Physics, University of Tokyo, Komaba
and

T. Horibata

Department of Information System Engineering, Aomori University

1 Introduction

In the course of studying the high-spin physics, the first observation of the back bending phenomenon was an epochmaking event. The most widely accepted interpretation given by Stephens-Simon [1] for the phenomenon is the crossing of two rotational bands having different moments of inertia. At the first backbending, the ground state pairing-band crosses with so called "s-band", which is considered to be the rotation aligned band.

The rotation alignment is a typical manifestation of the Mayer-Jensen shell model in the nuclear rotation. Namely, the highest j -orbital in the upper major shell is pushed down into the lower major shell through the strong spin-orbit force. So it is called "intruder orbital" having a unique parity different from its surrounding. Under the quadrupole deformation, the parity of the single particle states is conserved and therefore the intruder orbital does not mix with its neighborhood. Hence the structure and energy spectrum for the orbitals are simple.

The single particle states having low Ω , the angular momentum component along the symmetry axis, are very sensitive to the Coriolis force, and therefore are easily rotation aligned. It is because the Coriolis matrix element is large for small Ω states and the energy spacing between the states coupling to each other is small enough for the denominator of perturbation. Hence it is reasonable to say that the rotation alignment is dominant when the Fermi surface lies on the lower Ω -states of the intruder orbitals. On the other hand, the deformation alignment is more likely to dominate in the region in which the Fermi surface lies on the high Ω orbitals.

From these considerations, we could expect a sharper backbending only in the region of nucleus having the Fermi surface on the lower Ω -states. Nevertheless, we actually find a very sharp backbending spectra at tungsten and osmium isotopes. From the previous discussion, we can not find the corresponding intruder orbitals

For these reasons, it is interesting to think of a mechanism responsible for the sharp backbending in this region. In the heavier elements of rare-earth region, it is well known the nucleus is very soft against γ degrees of freedom indicating the triaxiality of quadrupole deformation. Indeed, we demonstrated that the γ -softness breaks K -isomerisms and explained very fast decay of $K = 10^+$ state by using the intermediate coupling model of γ -soft rotor with intruder states [2].

Another very characteristic feature found in these nuclei, for instance, ^{180}W and ^{182}Os , the energies of odd-spin member of yrast states are significantly low in energy. In the nuclei, these odd-spin members seem to belong to $K^\pi = 8^+$ -band.

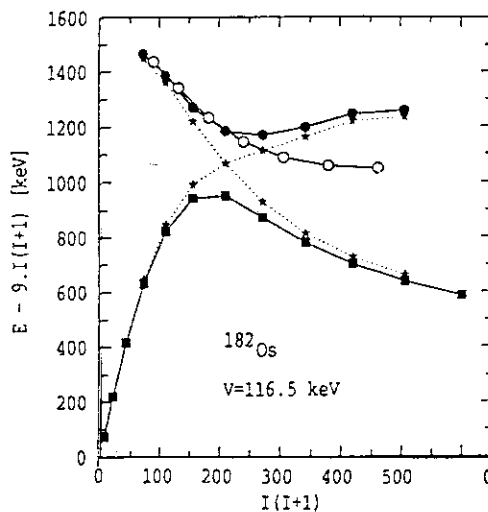
Walker and Dracoulis are claiming that the backbending in these nuclei is caused by the bandcrossing of g -band with t -band ("t" stands for tilted axis) [3]. They quote the "Fermi-alignment" proposed by Frauendorf[4]. I am not sure whether the Fermi-alignment is correct interpretation or not, specifically for the phenomena.

But it is rather safe to say that the band-crossing of ground state and $K^\pi = 8^+$ -band takes place. Because the backbending of yrast band of even spin and the signature inversion occur simultaneously; let us say signature inversion, when we would call even-spin member as favoured band and odd-spin member unfavoured band.

I think it is a good sign for the band crossing of pairing g -band with the high- K band, in other words. magnetic excitation band. These interesting phenomena are the target of the present investigation.

2 Theory of 3D-rotation

Let me briefly introduce a theory treating three-dimensional rotation. Many people have already changed to the three-dimensional rotational model. For instance, the paper by Nazarewicz and Szymansky treated 3-D rotation [5]. I have not enough time to introduce all of them, hence let me try only our theory proposed many years ago[6]. We utilized the time dependent variational principle to derive model Lagrangian.



First we introduce the intrinsic states $|\Phi\rangle$ which are related to the total wave-function $|\Psi\rangle$ through Euler angles.

$$|\Psi\rangle = \hat{R}(\theta_i) |\Phi\rangle \quad (2.1)$$

The angular velocity ω_i can be expressed in terms of the linear combination of time-derivative of Euler angles θ_i . Next, we label the intrinsic states by expectation value of three components of the angular momentum.

$$\omega_\ell = \sum_i a_{\ell i}(\theta_j) \dot{\theta}_i \quad (2.2)$$

So we have six-dynamical variables to describe the three-dimensional rotation. We call the motion of the direction of total angular momentum referred to the intrinsic frame as wobbling motion.

The Lagrangian for the wobbling motion is expressed as follow.

$$\mathcal{L}_W = \sum_{k=1}^3 \{ \omega_k j_k + \dot{j}_k S_k(j_\ell) \} - H(j_\ell), \quad (2.3)$$

where

$$S_k(j_\ell) = \langle \Phi(j_\ell) | i \frac{\partial}{\partial j_k} | \Phi(j_\ell) \rangle, \quad (2.4)$$

and

$$H(j_\ell) = \langle \Phi(j_\ell) | \hat{H} | \Phi(j_\ell) \rangle, \quad (2.5)$$

$S_k(j_\ell)$ expresses a kind of action associated with wobbling motion.

From Euler-Lagrange variational equation, we can derive two sets of equation of motion.

$$\frac{dj}{dt} = \mathbf{j} \times \boldsymbol{\omega}, \quad (2.6)$$

and

$$\boldsymbol{\omega} - (\mathbf{R} \times (\mathbf{j} \times \boldsymbol{\omega})) = \boldsymbol{\mu}. \quad (2.7)$$

with

$$\mathbf{R} = \nabla \times \mathbf{S}, \quad (2.8)$$

and

$$\boldsymbol{\mu} = \nabla \times H. \quad (2.9)$$

The first equation express the angular momentum conservation in the space-fixed reference frame. So the modulus of the angular momentum vector referred to the intrinsic frame turns out to be a constant of motion. The second equation guarantees energy consevation.

Now we find new vector \mathbf{R} corresponds to action flux density. This may correspond to magnetic field for Barion charge. I showed that the flux play a very important role in the classical quantization of the wobbling motion[7].

It is not the subject here, but it should be noted that the angular velocity is not necessary equal to the gradient of energy μ , which will be found to be Langrange multiplier later.

We solve a linear equation for vector ω and insert it into the above equation, and then we can separate the variable concerning with Euler angles from j_i .

$$\frac{d\mathbf{j}}{dt} = \frac{1}{1 + \mathbf{R} \cdot \mathbf{j}} \mathbf{j} \times \boldsymbol{\omega} \quad (2.10)$$

We should keep in mind that time derivative of angular momentum vector propotional to \mathbf{j} cross $\boldsymbol{\mu}$. This exhibits the gyromagnetic nature of the wobbling motion

Now we proceed to self-consistent 3-dimensional cranking. We define the intrinsic reference frame as the principal axes of mass quadrupole moment. Hence we make always the expectation value of the off-diagonal cartesian quadrupole tensor equal to zero.

$$\langle \Phi(j_\ell) | B_k | \Phi(j_\ell) \rangle = 0 . \quad (2.11)$$

We also constrain the wave-packet to have the angular momentum vector pointing to a certain direction.

In order to solve the equation in self-consistent manner, we need an additional field B_i . Without this additional field, during the iteration of convergence, wave-packet rotate until the direction of angular momentum coincide with a principal axis of largest moment of inertia. By including the constraints for proton and neutron number, we have a variational equation with eight constraints

$$\delta \langle \Phi | \left[\hat{H} - \sum_{k=1}^3 (\mu_k \hat{J}_k + \xi_k \hat{B}_k) - \sum_{\tau=\pi}^{\nu} \lambda_\tau \hat{N}_\tau \right] | \Phi \rangle = 0 \quad (2.12)$$

I would like to make one more note that 3-dimensional cranking done by R. Bengtsson and S. Frauendorf differs from our self-consistent 3-dimensional cranking by the additional constraint B_i . While the principal axis of quadrupole potential is taken as the reference frame in 3-d cranking, the principal axis of quadrupole density corresponds to the intrinsic frame in our self-consistent 3-d cranking.

3 Schematic Model

Now we employ a schematic Hamiltonian and space. People are now studying nuclear structure in terms of more realistic interaction and space. So one might think no room left for old fashion a kind of toy model. But

it may be not true. Because in the tilted axis rotating states, the single particle wave function has not any symmetries helping to make size of space reduced. Because symmetries like time-reversal, the signature, reality of wave function, are all lost. In order to study a new feature of dynamics, I think we still have a room for playing with calculations even in the small space and with schematic Hamiltonian, like Pairing plus Q-Q.

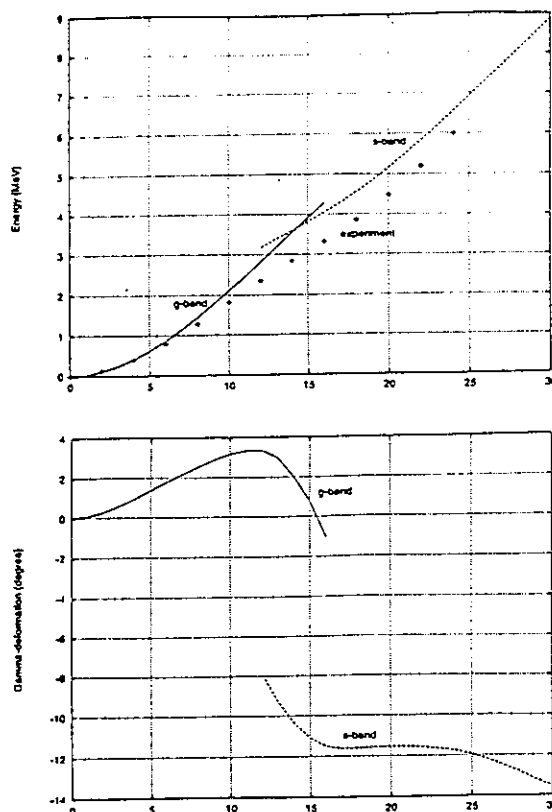
$$\hat{H} = \hat{T} - \frac{1}{2}\kappa \sum_{\mu=-2}^{\mu} (-)^{\mu} \hat{Q}_{-\mu} \hat{Q}_{\mu} - \sum_{\tau=\pi}^{\nu} g_{\tau} \hat{P}_{\tau}^{\dagger} \hat{P}_{\tau} \quad (3.1)$$

This is our space. 36 valence protons are accommodated in the 74 single particle states and 36 valence neutrons are accommodated in 78 single particle states. The kinetic energy and spherical part of the mean field are supposed to be diagonal and takes the values. The coupling constant χ is determined so as to make $\beta = 0.32$ The pairing strength are determined so as to make experimental pairing energy fit.

Let me show briefly results from the calculation for one-dimensional rotation about the principal axis. First, we crank up the nucleus along j_x axis, by increasing the value in $0.1\hbar$ step. When we come up to $J = 16.9\hbar$, we obtain the state for $J = 17.0\hbar$ through about 800 times iterations. Then we continue to crank up upto $30\hbar$

Now we turn to cranking down and trace back in the exact way we cranked up until $17.0\hbar$. After passing through the point, we still going down in a smooth way and cross the line down to $11.9\hbar$.

Let me point out two interesting observables. The one is γ deformation and the other is the gap parameter. The sign of γ of g -band is positive, which means the nucleus elongated along the rotating axis. But after bandcrossing, the rotating axis becomes the shortest. This is our intuitive picture of classical fluid. As for the gap parameter, in the g -band the gap parameter of neutron decrease until $J = 12\hbar$. But in the s -band proton gap drops to



almost zero, and the neutron gap recovers and gradually decrease through $30\hbar$

Now we explore to the three dimension space. We generate wave functions in the following way. We tilt the direction of the angular momentum vector along the equator of each sphere and raise the latitudinal angle toward the north-pole along a meridian from the points on the equator. We can also crank up along j_y axis. Because all axes perpendicular to symmetry axis j_z are equivalent as the axis for cranking up. But once you cranking up a little bit, then the shape of nucleus is no longer axially symmetric. The sign of γ of the wave functions obtained by the cranking along j_y is just opposite from one for j_x axis cranking.

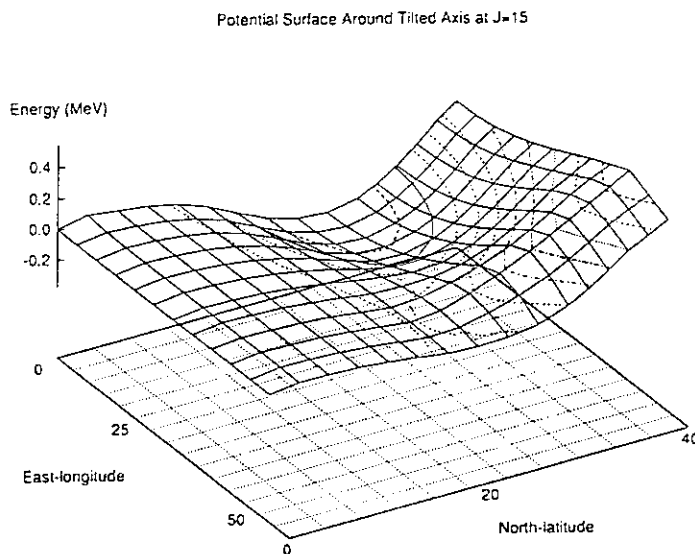
On the meridian of 45° East, The energies for two states generatated from other direction should be same, but the γ is not necessarily same. In the case of two same γ , they should be zero. Otherwise, there is gap on the meridian. Eventually the whole structure has D_{4h} symmetry. Hence it is enough to calculate the octant of the north hemisphere.

Let us show the energy surface for $J = 15\hbar$. We found a minimum point on the prime meridian at latitude 27° . At the minimum point, the gradient of energy μ is parallel to the angular momentum j .

This is an axis for stationary, and tilted axis rotation. I show the energy curves just along the prime meridian section for the various values of J . We can recognize a precursor of manifestation of the local minima for tilted axis rotation at $J = 10\hbar$. At $J = 12\hbar$, the energy at local minima is still higher than the principal axis rotation.

At $J = 14\hbar$ the minimum of tilted axis rotation turns out to be lower than the principal axis rotation.

These indicate that the principal axis rotation of g -band is stable, but not for s -band



4 Motion Recovering the Symmetry

Let me show the result of calculation of signature splitting of the two states having a different signature. The tilted axis rotational state is a signature mixed states. The quantum tunneling between two degenerate orientation axis recovers the signature quantum number and at same time gives rise to the signature splitting for the signature pair.

We estimate the splitting in terms of generator coordinate method. in which the angle of latitude ϕ is chosen for the generator coordinate. From the variational principle, we can drive the famous Hill-Wheeler equation for generator wave-function $f(\phi)$.

$$\int d\phi' [H(\phi, \phi') - E_\nu N(\phi, \phi')] \quad (4.1)$$

We have the overlap kernel and energy overlap kernel.

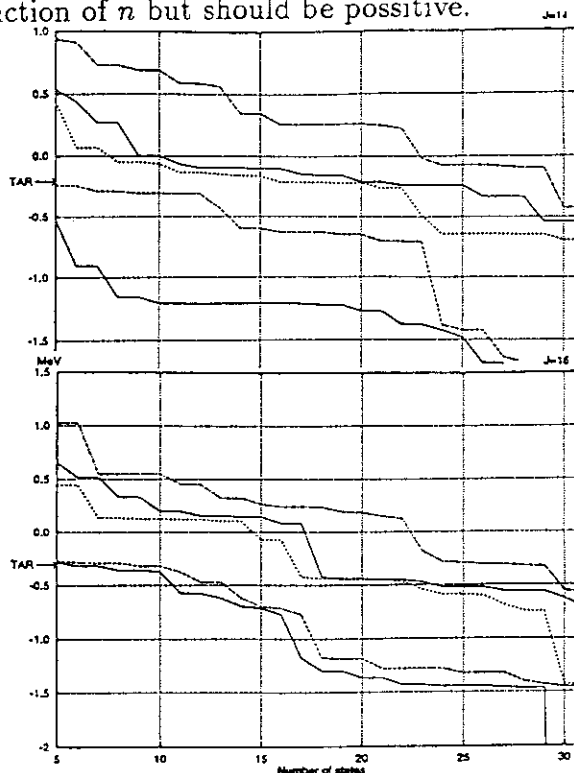
$$\begin{pmatrix} H(\phi, \phi') \\ N(\phi, \phi') \end{pmatrix} = \langle \Phi(\phi) | \begin{pmatrix} \hat{H} \\ 1 \end{pmatrix} | \Phi(\phi') \rangle \quad (4.2)$$

In order to solve the integral eigenvalue equation, we usually diagonalize overlap kernel first.

$$\int N(\phi, \phi') \chi_n(\phi') d\phi' = \nu_n \chi_n(\phi) , \quad (4.3)$$

n stands for the number of node of the eigen vector $\chi_n(\phi)$ The eigen value ν_n is sharply decreasing function of n but should be positive.

We make some dangerous procedure to obtain eigen-energy value, namely, we should divide by the square root of the eigenvalue ν_n . In solving HillWheeler equation, we are always jeopardized for the famous highfrequency catastrophe. This shows the resultant energies of the states as a function the number of states adopted in the final energy eigenvalue equations.



For $J = 14$ states the solutions are rather stable against the changing space. We got the signature splitting about 600keV. For $J = 16$ we got rather small splitting 150keV. If you find plateau the Hill-Wheeler equation seems to be successfully solved. But we have still problem of instability of the solutions.

5 Mechanism of Tilted Axis Rotation

Finally let me scrutinize a little bit the microscopic feature of the cause of tilted axis rotation obtained in our calculation. We take a look at the separate contribution from each term of our schematic interaction for the states along the meridian of $J = 14\hbar$ sphere.

The spherical one body energy and the pairing energy of proton and neutron Q-Q force, are shown respectively. Even though the total energy curve is quite smooth but each contribution is altered significantly.

We also look at susceptibility of angular momentum in more detail. We can find whole scenario of from these picture as follows First, proton intruder orbital is susceptible to $j_z f$ constraint and poarixed and breaks the proton pairing. The decrease of the pairing gap induces the negative γ deformation. And then protons in the natural parity

References

1. F.S. Stephens and R.S. Simon, Nucl. Phys. **A183** (1972) 257
2. N. Tajima and N. Onishi, Nucl. Phys. **A491** (1989) 179
3. P. Walker, Yeung Dracoulis, Regan, Lane, Davidson, and Strachbery, Phys. Lett. **B309** (1993) 17
4. S. Frauendorf, Physca Scripta **24** (1981) 349
5. W. Nazarewicz and Z. Szymanski, Phys. Rev. **C45** (1992) 2771
6. A.K. Kerman and N. Onishi, Nucl. Phys. **A361** (1981) 179
7. N. Onishi, Nucl. Phys. **A456** (1986) 279
8. T. Horibata and N. Onishi, Phys. Lett. **B325** (1994) 283
9. T. Horibata, M. Oi and N. Onishi, Phys. Lett. **B33** (1995)

10. Tilted Axis Cranking による幾何学的描像と遷移確率

Shin-ichi Ohtsubo and Yoshifumi R. Shimizu

Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan

Abstract

これまでには主に原子核の回転運動を回転軸と主軸が平行な場合が研究されてきた。しかし、回転運動の回転軸が主軸に対して、傾いている場合にも定常状態が存在することをがわかってきた。このような状態の物理的な様子を述べる。

1 Introduction

原子核の回転運動を取り扱ってきたクランキングモデルは、かなりよく実験などを再現してきた。しかし、high-K バンドの $\Delta I = 1$ の M1 遷移が大きくなることや signature splitting が小さくなることを説明できなかつた。これまでのクランキングモデルでは、回転軸が原子核の主軸に対して常に平行であるとき定常状態であることを考慮に入れていました。このようなモデルを Principal Axis Cranking (PAC) という。しかし、回転軸が主軸に対して平行でない場合にも定常状態が存在することが時間依存的平均場理論からわかっている [1, 2]。そこで、回転軸が主軸に対して平行でない場合も考えられるようになった。これを Tilted Axis Cranking (TAC) という。この考え方は、問題点を説明できるようである。

2 Tilted Axis Cranking model

ハミルトニアンは、次のようなものを考える。

$$\begin{aligned} h' &= \kappa q_0 - \Delta(p^\dagger + p) - \lambda n - \omega \cdot j \\ &= \kappa q_0 - \Delta(p^\dagger + p) - \lambda n - \omega_1 j_1 - \omega_2 j_2 - \omega_3 j_3 \end{aligned}$$

となる。ただし、第2項は monopole pair field である。また、

$$\begin{cases} \omega_1 = \omega \sin \theta \cos \varphi \\ \omega_2 = \omega \sin \theta \sin \varphi \\ \omega_3 = \omega \cos \theta \end{cases}$$

である。ここで、 θ は対称軸 (原子核の主軸の一つ、第3軸) と角運動量ベクトル (または回転軸) とのなす角である [3, 4, 5, 6, 7]。

原子核が、軸対称に変形している場合 ($\varphi = 0$) を考える。そして、 $i_{13/2}$ -shell にある neutron、あるいは $h_{11/2}$ -shell にある proton が、変形した rotor とカップルした場合を考える。

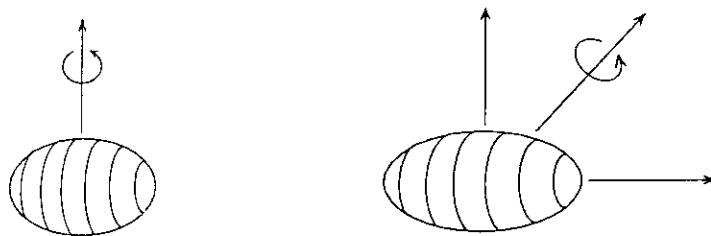


図.1 左図が PAC scheme と 右図が TAC scheme

$N \simeq 90, Z \simeq 75$ の領域の原子核を考える。 Δ は、gap parameter である。そして、 $\Delta_\nu = \Delta_\pi = 1.15 \text{ MeV}$ とする。 λ は、chemical potential である。 κ は $\hbar\omega = 0$ での single particle level の拡がり、Nilsson model での変形度 $\varepsilon_2 = 0.25$ での single particle level の拡がりと同じようになるように選ぶ。rotor のスピンは、第 1 軸に平行であるとする。

$$E' = \langle h \rangle + E'_c$$

$$I_1 = i_1 + R, I_2 = i_2 = 0, I_3 = i_3$$

$$i_\alpha = \langle j_\alpha \rangle, \quad (\alpha = 1, 2, 3)$$

$$E'_c = -\frac{\omega_1^2}{2} \mathcal{J}_0 - \frac{\omega_1^4}{4} \mathcal{J}_1$$

$$R = \omega_1 \mathcal{J}_0 + \omega_1^3 \mathcal{J}_1$$

ただし、 R, E'_c はそれぞれ rotor に対するスピンとエネルギーである。 $\mathcal{J}_0, \mathcal{J}_1$ は rotor に対する Harris parameter である。また、 $\mathcal{J}_0 = 37 \text{ MeV}^{-1}, \mathcal{J}_1 = 43 \text{ MeV}^{-3}$ と選ぶ。スピンは、

$$I = \sqrt{I_1^2 + I_3^2}$$

である。さらに、スピンの tilting angle θ は

$$\tan \theta = \frac{I_1}{I_3}$$

と定義する。また、中性子と陽子に対するスピンは

$$i = \sqrt{i_1^2 + i_3^2}$$

である。さらに、中性子と陽子に対するスピンの tilting angle $\theta_\alpha, (\alpha = \nu, \pi)$ は次のように定義する。

$$\tan \theta_\alpha = \frac{i_1}{i_3}$$

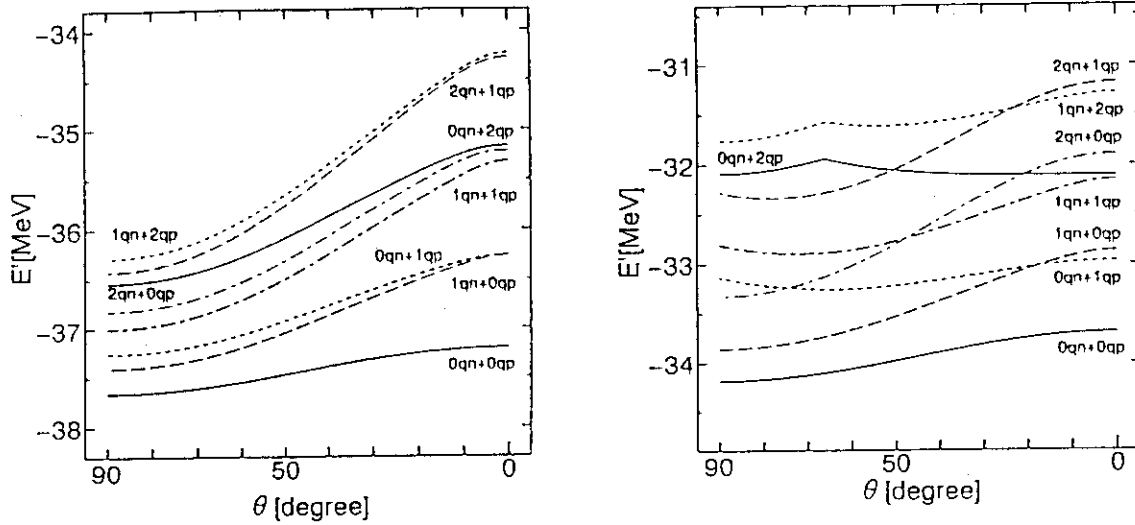


図 2. Quasi-proton Routhian. パラメーターは、角速度 $\hbar\omega = 0.15 \text{ MeV}$, $\Delta_\nu = \Delta_\pi = 1.15 \text{ MeV}$, $\epsilon_2 = 0.25$ である。左図は Fermi 面が $\lambda_\pi = (e_{1/2} + e_{3/2})/2$ 、右図は $\lambda_\pi = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$ である。横軸は、tilting angle である。

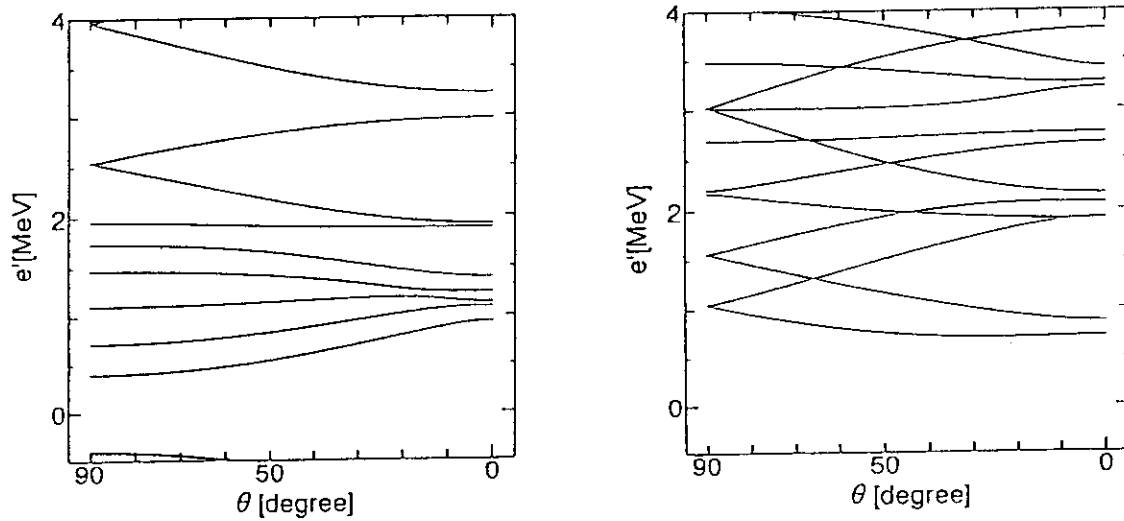


図 3. Routhian. パラメーターは、角速度 $\hbar\omega = 0.15 \text{ MeV}$, $\Delta_\nu = \Delta_\pi = 1.15 \text{ MeV}$, $\epsilon_2 = 0.25$ である。左図は Fermi 面が $\lambda_\nu = (e_{1/2} + e_{3/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{1/2} + e_{3/2})/2$ 、右図は $\lambda_\nu = (e_{1/2} + e_{3/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$ である。また、qn は quasi-neutron, qp は quasi-proton を表す。横軸は、tilting angle である。

Fig.2 からわかるように prolate ($\epsilon_2 > 0$) 場合、*low* - Ω の軌道にある粒子は、対称軸 (第 3 軸) に対してなす角が 90° の軸 (第 1 軸) のまわりに回転するのを好む。一方、*high* - Ω の軌道は、対称軸のまわりに回転するのを好む。つまり、Fermi 面が低い場合は、対称軸に対してなす角が 90° の軸のまわりに回転するのを好み、Fermi 面が高い場合は、対称軸のまわりに回転するのを好む。

Fig.3 の右図からわかるように、quasi-particle 個の数が増えるにしたがってエネルギーの最小点 (極小点) の位置が 90° のほうから 0° の方へ移動しているのがわかる。

$0q_n+0q_p \rightarrow 0q_n+1q_p \rightarrow 0q_n+2q_p$ と quasi-proton の数が増えるにしたがってエネルギーの最小点(極小点)の位置が 90° から 0° へと移動しているのがわかる。つまり、回転軸が対称軸に垂直な軸(第1軸)から対称軸(第3軸)のほうへと傾いている。このように粒子がどの軌道を占有するかにより、回転軸が主軸に対して傾いたところに定常状態が存在することがわかる。

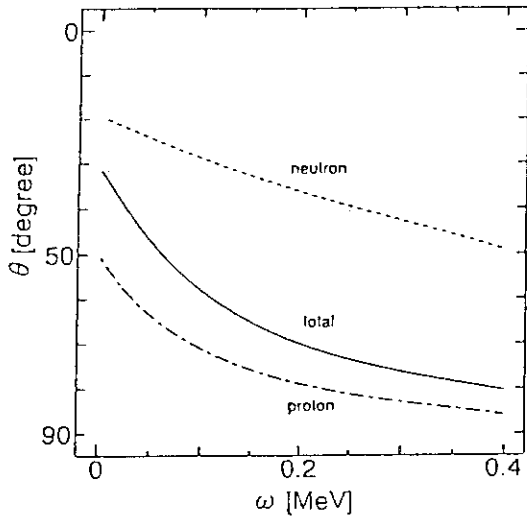


図4. 1quasi-neutron + 1quasi-proton の Stationary angle. パラメーターは、 $\epsilon_2 = 0.25$, Fermi 面 $\lambda_\nu = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{3/2} + e_{5/2})/2$ である。横軸は、角速度である。

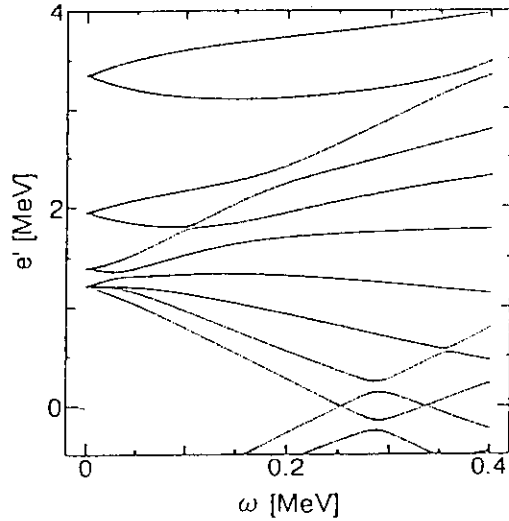


図5. 1quasi-neutron + 1quasi-proton の Quasi-neutron routhian パラメーターは、 $\epsilon_2 = 0.25$, Fermi 面 $\lambda_\nu = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{3/2} + e_{5/2})/2$ である。横軸は、角速度である。

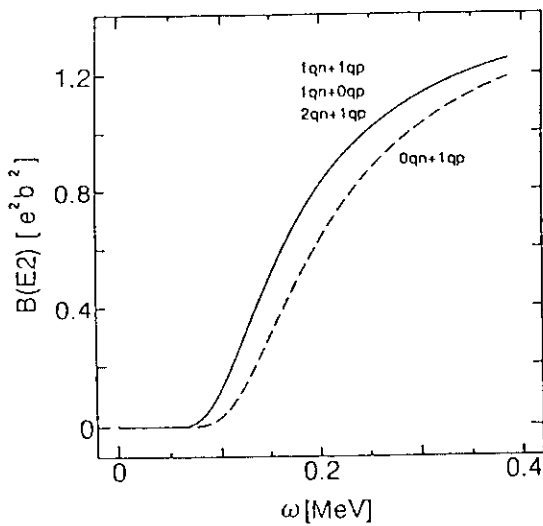


図6. E2 遷移確率. パラメーターは、角速度 $\hbar\omega = 0.15\text{MeV}$, $\Delta_\nu = \Delta_\pi = 1.15\text{MeV}$, $\epsilon_2 = 0.25$, Fermi 面 $\lambda_\nu = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{3/2} + e_{5/2})/2$ である。横軸は、角速度である。

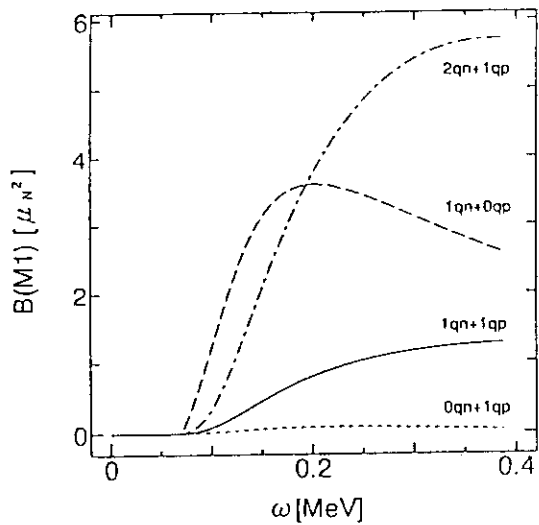


図7. M1 遷移確率. パラメーターは、角速度 $\hbar\omega = 0.15\text{MeV}$, $\Delta_\nu = \Delta_\pi = 1.15\text{MeV}$, $\epsilon_2 = 0.25$, Fermi 面 $\lambda_\nu = (e_{9/2} + e_{11/2})/2$, $\lambda_\pi = (e_{3/2} + e_{5/2})/2$ である。横軸は、角速度である。

E2 遷移は、原子核の集団運動の度合いを示すものである一方、M1 遷移は原子核の核子の運動の度合いを示すものである。図4 からわかるように角速度が大きくなるに

したがって中性子と陽子のスピンの全スピンに近づくのがわかる。このような状態を shears band という。M1 遷移はスピンの垂直成分の影響を大きく受けるので、中性子と陽子のスピンの間に全スピンがあるような場合、中性子と陽子の g-factor の符号は互いに異なるので M1 遷移の値が大きくなる [8, 9, 10, 11, 12, 13, 14, 15]。

3 まとめ

Tilted Axis Crankig は、原子核の回転運動を記述するモデルの一つとしてよいものだと思われる。なぜ回転軸が主軸に対して傾くのか物理的に説明ができ、大変に見通しのよいものである。この計算をさらに進めてもっと詳しく解析をしていきたい。

References

- [1] A. K. Kerman and N. Onishi, Nucl. Phys. **A361** (1981) 179
- [2] N. Onishi, Nucl. Phys. **A456** (1986) 390
- [3] H. Frisk and R. Bengtsson, Phys. Lett. **196B** (1987) 14
- [4] W. Nazarewicz and Z. Szymanski, Phys. Rev. **C45** (1992) 2771
- [5] S. Frauendorf and F. R. May, Proc. Int. Conf. on *Nuclear Structure at High Angular Momentum*, Ottawa, 18-21 May, 1992, AECL 10613, p.177
- [6] S. Frauendorf and T. Bengtsson, in *Proceedings of the international Symposium on Future Directions in Nuclear Physics with 4 π Gamma Detection Systems of the new Generation*, Strasbourg, 1991, edited by J. Dudek and B. Haas, AIP Conf. Proc. vol. 259 (AIP, New York, 1992), p.223
- [7] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A557** (1993) 259c
- [8] A. Brockstedt, et. al., Nucl. Phys. **A557** (1993) 469c
- [9] A. Brockstedt, et. al., Nucl. Phys. **A571** (1994) 337
- [10] J. A. Becker, E. A. Henry, M. J. Brinkman, A. K. Kuhnert, M. A. Stoyer and T. F. Wang, Phys. Rev. **C50** (1994) 1360
- [11] G. Baldsiefen, et. al., Nucl. Phys. **A574** (1994) 521
- [12] F. Dönau, et. al., Nucl. Phys. **A584** (1995) 241
- [13] T. Kutsarova, et. al., Nucl. Phys. **A587** (1995) 111
- [14] G. Baldsiefen, et. al., Nucl. Phys. **A587** (1995) 562
- [15] F. Dönau, Nucl. Phys. **A471** (1987) 469

11. Oblate deformed isomers in N=83 isotones

井手口栄治 (理研)

中性子数 83 の同調核には、図 1 に示すように系統的に高スピンアイソマーが存在する事が知られている [1-8]。特に¹⁴⁶Eu, ¹⁴⁵Sm, ¹⁴⁴Pm の高スピンアイソマーは我々の実験グループが発見したものである。図からわかるようにこれらのアイソマーの励起エネルギー、半減期は¹⁴⁶Eu, ¹⁴⁹Dy の寿命が短い点を除いて、それぞれ 8MeV, 1μs 程度である。この事はこれら N=83 同調核の高スピンアイソマーが似通った構造をしている事を示唆している。その中で唯一¹⁴⁷Gd の高スピンアイソマーについては実験 [4], 理論 [9] の両面からよく研究がなされており、スピン-パリティが 49/2⁺, 半減期が 510ns, 励起エネルギーが 8.6MeV, また電気四重極能率の測定 [10,11] により変形度 β = -0.18 のオブレート変形をしていることがわかっている。また高スピンアイソマーの配位は g-factor の測定 [12] により $[\pi h_{11/2}^2 (d_{5/2}^{-2})_0, \nu f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2}]_{49/2^+}$ である事が知られている。

一方この配位, 励起エネルギー等は佐川氏らによって開発された計算コード DIPM [9] (Deformed Independent Particle Model) の計算によりよく再現されている。また最近の¹⁴⁵Sm の研究結果に対してもこのモデルが適応され, 実験結果をよく再現している事が報告されている [13]。この様に奇核である¹⁴⁷Gd, ¹⁴⁵Sm の実験結果をよく再現した DIPM が奇奇核である¹⁴⁸Tb の準位構造を同様によく再現するかどうかは興味深い問題である。

¹⁴⁸Tb の準位構造は以前 Broda ら [5] によって励起エネルギー 4.9MeV まで報告されていた。また γ線の多重度と全エネルギーの測定から励起エネルギー 7.7MeV にスピン (26-30)ħ, 半減期 1.1μs の高スピンアイソマーが存在する事が報告されていたが, アイソマーからの崩壊様式ならびにアイソマーの上の準位構造はよくわかっていなかった。

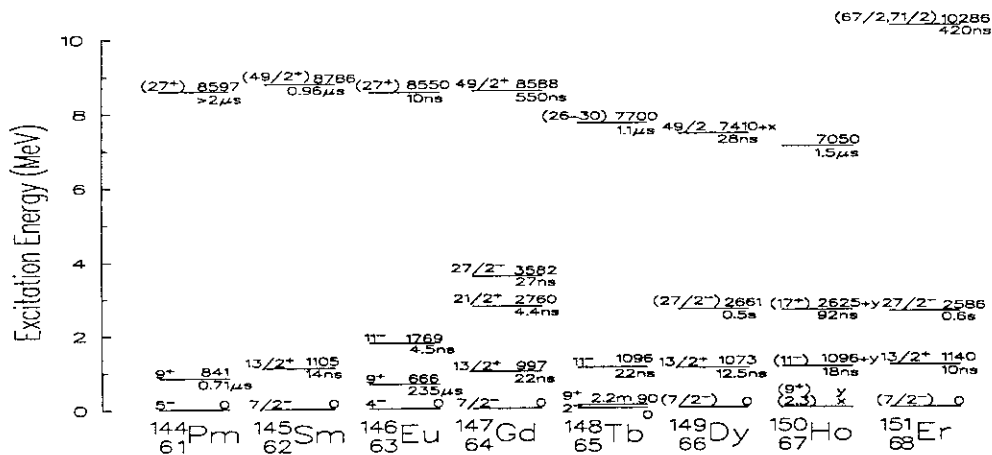


図 1 N=83 同調核の高スピンアイソマーのシステムティックス

¹⁴⁸Tb の高スピンアイソマーからの崩壊様式を決定するため, 理研加速器施設のリングサイクロトロンを用いて実験を行った。厚さ 1.35mg/cm² のアルミニウム膜に 7.5MeV/u の¹³⁰Te のビームを照射し, ²⁷Al(¹³⁰Te, 9n)¹⁴⁸Tb 反応により¹⁴⁸Tb を生成する。反跳を受けてターゲットから飛び出した¹⁴⁸Tb は反跳核分離装置 [14] により 1 次ビームと分離した後プラスチックシンチレーターで捕獲した。放出される γ線を 4 台の Ge 検出器及び 24 台の NaI(Tl) シンチレーターによって測定し, 粒子-γ-γ同時計測を行った。図 2 に計測の結果得られた全射影スペクトルを示す。

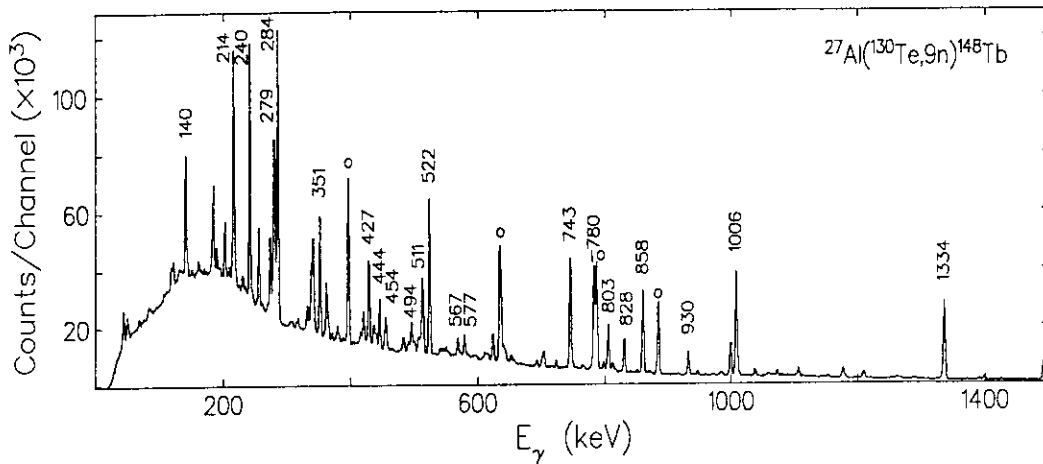


図2 理研での実験で得られた全射影スペクトル。図中にエネルギーが記してあるピークは ^{148}Tb の高スピンアイソマーの崩壊に伴い放出される γ 線を示し、○印のピークは ^{148}Tb のベータ崩壊に伴って放出された γ 線を示す。

図中のピークは ^{148}Tb の高スピンアイソマーからの γ 線あるいは $^{147,148,149}\text{Tb}$ のベータ崩壊からの γ 線に由来するもので、 $^{147,149}\text{Tb}$ において既に知られている励起状態からの γ 線は観測されなかった。この事から $^{147,149}\text{Tb}$ には ^{148}Tb に存在する高スピンアイソマーと同程度の寿命を持ったアイソマーは存在しない事がわかる。この実験データから同時に検出された2つの γ 線の遷移の上下関係を解析する事により高スピンアイソマーまでの準位構造を構築した。この結果高スピンアイソマー準位の励起エネルギーを8.620MeVと同定した。アイソマーの半減期はプラスチックシンチレーターで検出した粒子とGe検出器で測定した γ 線の時間差スペクトル(図3)を解析する事により $1.310 \pm 0.007 \mu\text{s}$ と決定した。

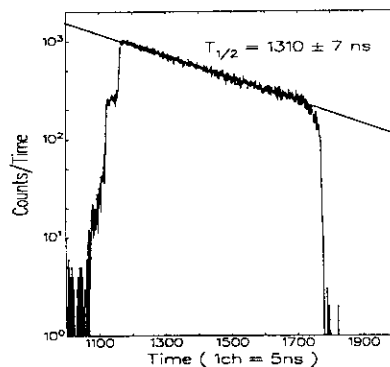


図3 500keV以上のエネルギーの γ 線でゲートを掛けた粒子- γ 線時間差スペクトル

一方高スピンアイソマーの上の準位構造を調べるため原研タンデム加速器施設で、実験を行った。原研タンデム加速器で加速されたビームエネルギー95,98,100,108MeVの ^{13}C を使用し、 $^{141}\text{Pr}(^{13}\text{C},6n)^{148}\text{Tb}$ の反応を用いて ^{148}Tb の高スピン状態を生成した。ここで ^{13}C 同位体はKEKから頂いたものを使用した。 ^{141}Pr ターゲットは厚さ $4.7\text{mg}/\text{cm}^2$ のself-supporting foilを用いた。ターゲットで生成された ^{148}Tb から放出される γ 線は6台のBGOアンチコンプトンシールド付Ge検出器を用いて測定し γ - γ 即発同時計測および遅延同時計測を行った。図4に既に知られていたア

イソマーの下に存在する遷移でゲートを掛けて得られたアイソマーの上の遷移のスペクトルを示す。このスペクトルに現れたピークにゲートを掛けてγ線間の相関を調べる事によりアイソマーの上に8本の遷移を同定した。逆にこの解析で得られたアイソマーの上の遷移でゲートを掛けてアイソマーの下の遷移のスペクトルを作成したところ、既に知られていた¹⁴⁸Tbのピークが現れたので、上の解析で得られたアイソマーの上の遷移を確認することが出来た。

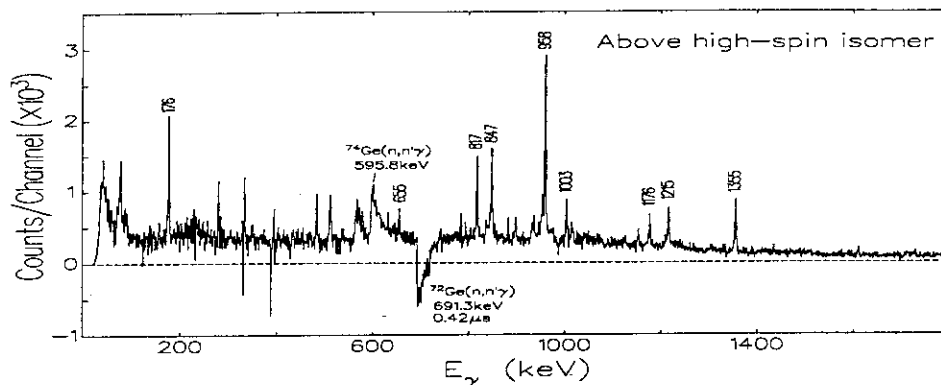


図4 既知のγ線でゲートを掛けて得られたアイソマーの上の遷移のスペクトル。

これらの解析の結果、図5に示すように励起エネルギー11.8MeV スピン(31)の状態までの準位構造を構築した。各準位のスピンはγ線の角度分布の測定で得られたデータに対して $W(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta)$ の関数を適用し、γ線の多重極度を推定する事により同定した。

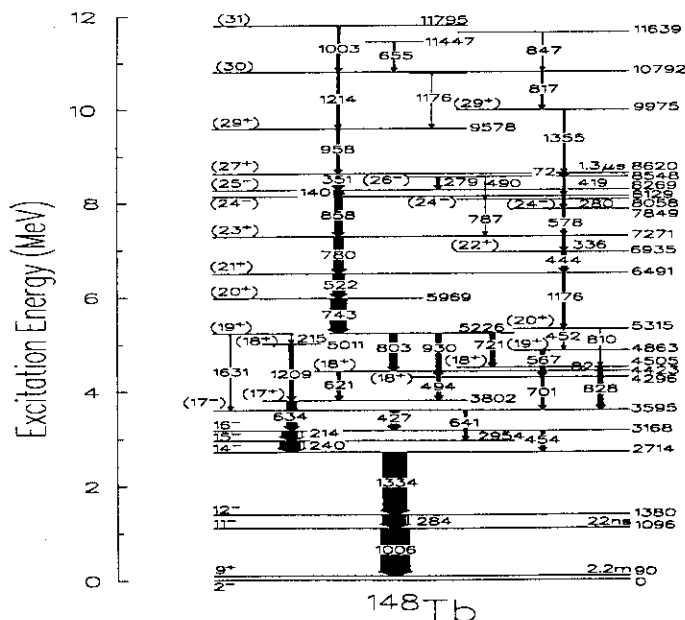


図5 ¹⁴⁸Tbのレベルスキーム

実験からスピン、励起エネルギーを同定した¹⁴⁸Tbの各準位の配位を決定するために隣接した原子核である¹⁴⁷Tb[15]と¹⁴⁷Gdで既に報告されている準位との比較を行った(図6)。Z=65,N=83の原子核である¹⁴⁸Tbは準2重閉核と言われる¹⁴⁶Gd[16]に陽子と中性子を夫々1つずつ足し合わ

せた原子核であるため、そのイラスト状態の配位は隣接した原子核である ^{147}Tb もしくは ^{147}Gd の配位に夫々 $f_{7/2}$ 軌道の中性子、 $h_{11/2}$ 軌道の陽子を弱結合させることにより得られると考えられる。これにより (23^+) 状態までの配位が理解できた。

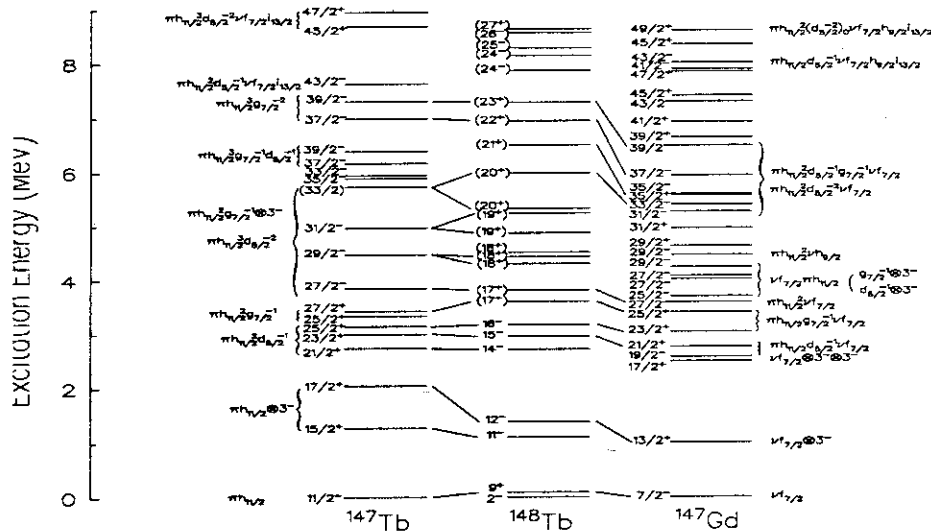


図6 ^{148}Tb の準位と ^{147}Tb , ^{147}Gd の準位との比較。隣接した核の準位と実線で結ばれた ^{148}Tb の準位は、 $f_{7/2}$ 軌道の中性子あるいは $h_{11/2}$ 軌道の陽子を夫々 ^{147}Tb , ^{147}Gd の配位に対して弱結合させる事により得られた事を示す。

(24^-) より上の準位については近接した核に対応する準位が無かったためDIPMの計算を基に配位の同定を行った。DIPMが実験で得られた準位の励起エネルギーをよく再現していることがわかった。またこの計算により高スピンアイソマーの配位が $[\pi h_{11/2}^2 d_{5/2}^{-1} \nu f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2}]27^+$ である事が判明した。

またDIPMの計算から ^{148}Tb のイラスト状態の変形パラメータ β をスピンの関数として得る事が出来た(図7)。

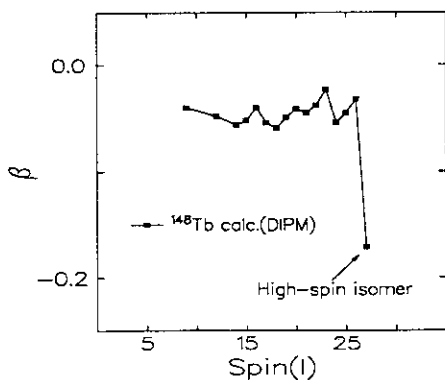


図7 DIPMの計算により得られた ^{148}Tb の各準位の変形パラメータのspin依存性。

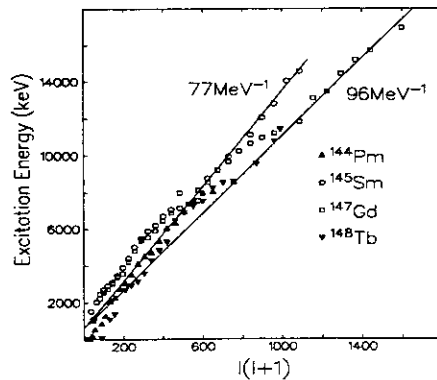


図8 実験で得られた ^{144}Pm , ^{145}Sm , ^{147}Gd , ^{148}Tb のイラスト状態の励起エネルギーの $I(I+1)$ に対するプロット。

その結果 ^{148}Tb においても、既に報告されている [13] 奇核 ^{145}Sm , ^{147}Gd 同様高スピンアイソマーで球形からオブレート変形への急激な変形度の増加が見られた。このことから $N=83$ 同調核に系統的に見られる高スピンアイソマーはこの急激な変形度の増加によって起こっていると考えられる。

次に $N=83$ 同調核の平均慣性能率を調べるために図 8 のように ^{144}Pm [17], ^{145}Sm , ^{147}Gd , ^{148}Tb について、励起エネルギーを $I(I+1)$ の関数としてプロットした。この図から全体の傾向を見ると、これらの核は図中に示された 2 本の線を持つ範囲の平均慣性能率を持つ事がわかる。それらの線の傾きから平均慣性能率を求めると、 $N=83$ 同調核は高スピン状態まで含めた範囲で $77\sim 96\text{ MeV}^{-1}$ の値をとるが、剛体の慣性能率 ($\sim 110\text{ MeV}^{-1}$) には達していない事がわかる。以前 Haas らによって ^{147}Gd では高スピンアイソマーより上の準位では平均慣性能率が剛体値を大きく越えている (156 MeV^{-1}) と報告 [18] されていたが、それはこの議論によって否定される。また図中には 2 本の線を結ぶブリッジのような構造を持った領域が見られるが、これらはバレンス核子間の残留相互作用 [19] によるものであると考えられる。

最後にこれらの研究は九大、理研、原研、放医研、千葉大、千葉工大、東工大、上智大、梨花女子大の共同研究である事を申し添えます。更に DIPM の計算並びに理論面から援助して頂きました佐川氏に深く御礼申し上げます。

参考文献

- [1] T.Murakami et al.: Z.Phys. A345,123(1993)
- [2] A.Ferragut et al.: J.Phys.Soc.Jpn.62(1993)
- [3] E.Ideguchi et al.: Bull.Phys.Soc.Jpn 108(1993)
- [4] M.W.Drigert et al.: Nucl.Phys. A515,466(1990),and references therein
- [5] R.Broda et al.: Symp. on high spin phen. in nucl.,Argonne (1979)
- [6] A.M.Stefanini et al.: Nucl.Phys. A258,34(1976)
- [7] J.Borggreen et al.: Z.Phys. A294,113(1980)
- [8] S.André et al.: Z.Phys. A337,349(1990)
- [9] T.Døssing et al.: Phys.Scr. 24,258(1981)
- [10] O.Häusser et al.: Phys.Rev.Lett. 44,132(1980)
- [11] E.Dafni et al.: Phys.Rev.Lett. 53,2473(1984)
- [12] O.Häusser et al.: Phys.Rev.Lett. 42,1451(1979)
- [13] A.Odahara et al.: Z.Phys. A350,185(1994)
- [14] Y.Gono et al.: Nucl.Phys. A557,341c(1993)
- [15] Z.Meliani et al.: J.Phys. G20,L7(1994)
- [16] M.Ogawa et al.: Phys.Rev.Lett.41,289(1979)
- [17] Y.Zhang et al.: RIKEN Accel.Prog.Rep.27,32(1993)
- [18] B.Haas et al.: Nucl.Phys.A362,254(1981)
- [19] J.P.Schiffer, W.W.True: Rev. of Mod.Phys. 48,191(1976)

12. Odd Tl isotope における shape coexistence

齋藤武彦 (筑波大)

今回の研究会では、odd-Tl 原子核の shape coexistence について報告を行った。

odd-Tl 原子核に於いては、 $^{185}\text{Tl} \sim ^{189}\text{Tl}$ では collective prolate と collective oblate (ref [1],[2]), ^{193}Tl では collective oblate と noncollective prolate (ref [3]) の共存が観測されている。Fig1~3 はそれぞれ ^{187}Tl (ref [1]), ^{193}Tl (ref [3]), ^{195}Tl (ref [4]) の準位図である。band1 は $9/2^-$ isomer になっており、configuration は $\pi[505]9/2$ である。この proton が even-Hg core に結合しており、collective oblate band ($\beta = 0.15$) を形成している。 ^{187}Tl においては、 γ 線の branching ratio が測定されており、それより $g_K = 0.70 \pm 0.08$ と決められている。 $\pi[505]9/2$ に対する理論値は $g_K = 0.76$ である。

Band3 は positive parity band である。band1 がどの原子核においても同じような様子を示していたのに異なり、positive parity band では bandhead の spin が異なる。 ^{187}Tl と ^{193}Tl では、bandhead の spin は $13/2^+$ であり configuration は $\pi[606]13/2$ である。一方 ^{195}Tl では bandhead の spin は $15/2^+$ と異なる。 ^{187}Tl では band4 のような collective prolate band が観測されており、band4 から band3 に decay する γ 線が観測されている。また、band5, band6, band7 も collective prolate band である。一方、 ^{193}Tl では、positive parity band は irregular band となっており、 ^{191}Hg との比較から noncollective prolate band と思われる。また、 ^{193}Tl では ^{187}Tl で観測されるような collective prolate band は観測されていない。 ^{195}Tl における bandhead $15/2^+$ の positive parity band の configuration は、 ^{194}Hg における 5^- band との比較から、 $\pi h_{9/2} \otimes \nu i_{13/2} \otimes \text{low-j neutron } (p_{1/2}, p_{3/2} \text{ or } f_{5/2})$ と考えられている。Fig4 は $^{185}\text{Tl} \sim ^{199}\text{Tl}$ の excitation energy と spin の関係を示してある。negative parity band1 についてはどの原子核でも大差は見られない。 $13/2^+$ の level は、 A が $185 \sim 193$ においては中性子数が増加すると excitation energy は大きくなる。また、 $15/2^+$ の level は A が 195 と 197 においては、中性子数が増加すると excitation energy は小さくなる。つまり、 $13/2^+$ を bandhead とする band と $15/2^+$ を bandhead とする band が $A = 193 \sim 195$ において交差していると思われる。

Band が prolate か oblate かを決めるには、quadrupole moment の符号を決める必要がある。negative parity band においては configuration が $\pi[505]9/2$ であり、 $g_K - g_R$ の符号は正である。よって M1-transition と E2-transition の mixing ratio の符号が quadrupole moment の符号となる。幾つかの odd-Tl においては、negative parity band の mixing ratio が測定されている。しかし、次ページに示すように A によって mixing ratio の符号が異なる。Fig4 によると negative parity band は A によって大差が見られないはずである。次のページに幾つかの odd-Tl の negative parity band

の mixing ratio を示す。

	11/2 ⁻ → 9/2 ⁻	13/2 ⁻ → 11/2 ⁻
¹⁸⁷ Tl	-0.42	
¹⁹³ Tl	+0.8	
¹⁹⁵ Tl	+0.42	+0.38
¹⁹⁷ Tl	-0.50	-0.17
¹⁹⁹ Tl	-0.25	-0.34

今回の原研での実験は¹⁹³Tl の negative parity band1 の mixing ratio を $\gamma - \gamma$, $\gamma - e^-$ directional correlation により決定する。Reaction は ¹⁶⁰Gd(³⁷Cl,4n)¹⁹³Tl, $E_{lab} = 165$ MeV である。 $\gamma - e^-$ directional correlation では $\gamma - \gamma$ の場合とは異なり, angular distribution coefficient A_λ と generalized directional distribution coefficient $A_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}$ が particle parameter b_λ を含むので directional correlation function が異なる。よって $\gamma - \gamma$ だけでは mixing ratio の符号を決めるのが困難な場合でも, $\gamma - \gamma$ と $\gamma - e^-$ の両方を比較することによって mixing ratio の符号を決定することができる場合がある。

原研の実験では e^- -spectrometer を beam axis に対して 90 度に配置して directinal correlation の実験を行う。この geometry(N2 geometry) においては, $\gamma - e^-$ directional correlation function は

$$W(e - \gamma, \theta_e = \pi/2, \theta_\gamma, \phi) = \frac{d\Omega_e}{4\pi} \frac{d\Omega_\gamma}{4\pi} \varepsilon_e \varepsilon_\gamma \sum_{\Lambda=even} \Gamma_\Lambda P_\Lambda \cos(\theta_\gamma)$$

となる。ここで, $d\Omega_e$ と $d\Omega_\gamma$ はそれぞれ electron spectrometer と Ge-detector の solid angle, ε_e と ε_γ はそれぞれの efficiency である。また, DCO coefficient Γ_Λ は,

$$\Gamma_\Lambda = \frac{\sum_{\Lambda_1 \lambda_0 \Lambda_2} B_{\lambda_0}(I_0) A_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(\gamma) A_{\Lambda_2}(e^-) g_\Lambda^{\lambda_0 \Lambda_1 \Lambda_2}}{\sum_{\Lambda_1 \lambda_0 \Lambda_2} B_{\lambda_0}(I_0) A_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(\gamma) A_{\Lambda_2}(e^-) g_0^{\lambda_0 \Lambda_1 \Lambda_2}}$$

である。ここで, L と L+1 の mixed multipole を考える。 δ を mixing ratio とする。また internal conversion は K-conversion のみを考え,

$$\frac{\alpha_K(L+1)}{\alpha_K(L)} = \alpha^2$$

とすると,

$$A_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(\gamma) = \frac{F_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(LLI_1 I_0) + 2\delta F_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(LL + 1I_1 I_0) + \delta^2 F_{\Lambda_1}^{\Lambda_2 \lambda_0}(L + 1L + 1I_1 I_0)}{1 + \delta^2}$$

$$A_{\Lambda_2}(e^-) = (b_{\Lambda_2}(LL)F_{\Lambda_2}(LLI_2 I_1) + 2\delta \alpha b_{\Lambda_2}(LL + 1)F^{\Lambda_2}(LL + 1I_2 I_1) + \delta^2 \alpha^2 b_{\Lambda_2}(L + 1L + 1)F^{\Lambda_2}(L + 1L + 1I_2 I_1)) / (1 + \delta^2 \alpha^2)$$

$$g_\Lambda^{\lambda_0 \Lambda_1 \Lambda_2} = \sum_{even Q_1 \geq 0} (2 - \delta_{Q_1 0}) \langle \lambda_0 0 \Lambda_1 Q_1 | \Lambda_2 Q_2 \rangle \sqrt{\frac{2\Lambda_1 + 1}{2\Lambda_2 + 1}} (-1)^{\frac{\Lambda_2 + Q_1}{2}} \\ \times \frac{\sqrt{(\Lambda_2 - Q_1)!(\Lambda_2 + Q_1)!}}{(\Lambda_2 - Q_1)!!(\Lambda_2 + Q_1)!!} \sqrt{\frac{(\Lambda_1 - Q_1)!}{(\Lambda_1 + Q_1)!}} a_\Lambda(\Lambda_1 Q_1) \cos(Q_1 \phi)$$

である。ここで、 B_λ は orientation parameter, b_λ は particle parameter であり, $a_\lambda(\Lambda_1 Q_1)$ は,

$$P_\lambda^q \cos(\theta) = \sum_{\Lambda=0}^{\lambda} a_\Lambda(\lambda, q) P_\Lambda \cos(\theta)$$

で定義されている展開係数である。この correlation function を用いて DCO ratio から mixing ratio δ を決定する。

この実験は筑波大学原子核実験グループで行う。メンバーは齋藤 武彦, 橋本 奈美, 内山 浩司, 高橋 英美, 鄭 軍, 呂 駿, 小松原 哲郎, 古野 興平 である。

References

- [1] G.J.Lane, G.D.Dracouris, A.P.Byrne, P.M.Walker, A.M.Baxter, J.A.Sheikh and W.Nazarewicz, Nucl.Phys.A586(1995)316
- [2] A.J.Kreiner, J.Davidson, M.Davidson, H.Mosca, L.L.Riedinger, C.R.Bingham, M.W.Guidry and A.C.Kahler, Phys.Rev.C38(1988)2674
- [3] W.Reviol, M.P.Carpenter, U.Garg, R.V.F.Janssens, I.Ahmad, I.G.Bearden, Ph.Benet, P.J.Daly, M.W.Drigert, P.B.Fernandez, T.L.Khoo, E.F.Moore, S.Pilotte, and D.Ye, Nucl.Phys.A548(1992)331
- [4] R.M.Lieder, A.Neskakis, M.Müller-Veggian, Y.Gono, C.Mayer-Böricke, S.Beshai, K.Fransson, C.G.Linden and Th.Lindblad, Nucl.Phys.A299(1978)255
- [5] H.C.Pauli, K.Alder and R.M.Steffen, in The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy, ed.W.D.Hamilton(North-Holland, Amsterdam, 1975)
- [6] R.M.Steffen and K.Alder, in The electromagnetic interaction in nuclear spectroscopy, ed.W.D.Hamilton(North-Holland, Amsterdam, 1975)

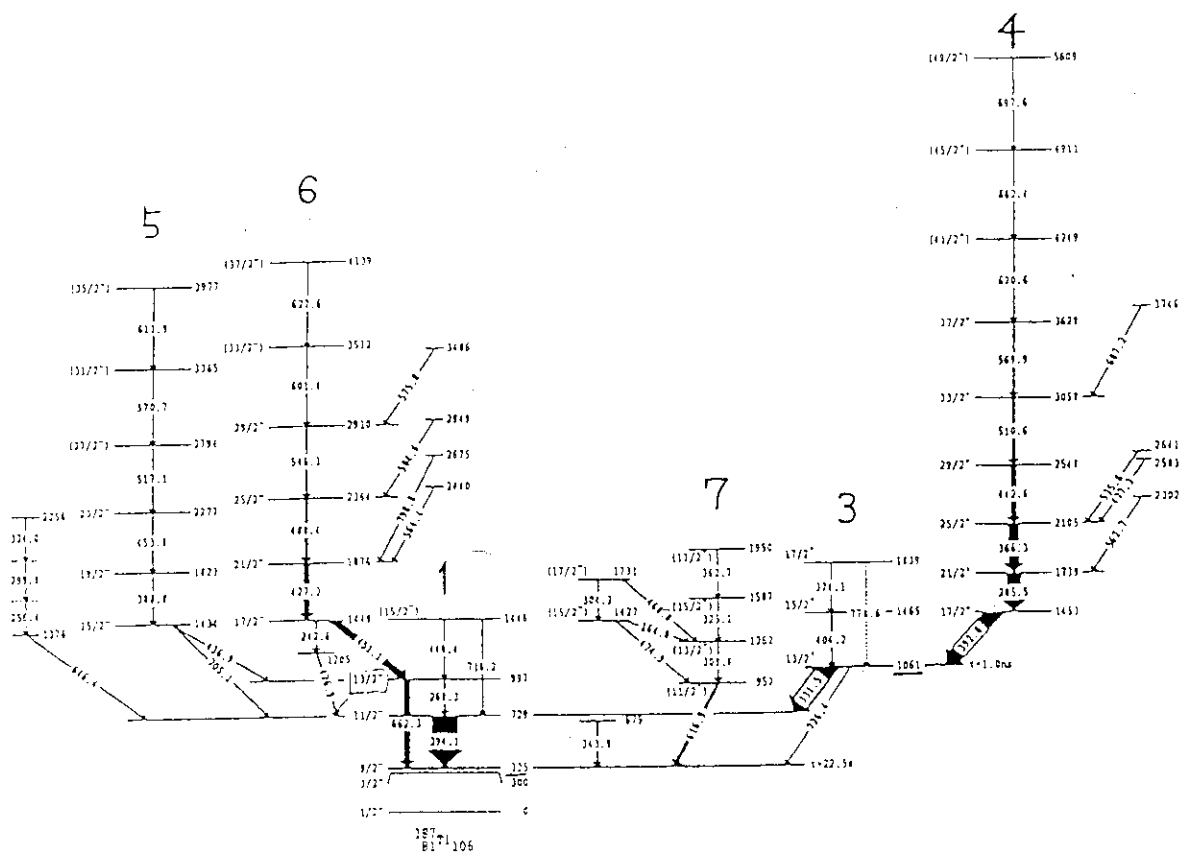


Fig.1 ^{187}Tl の準位図。Collective prolate と collective oblate が共存している。(ref[1])

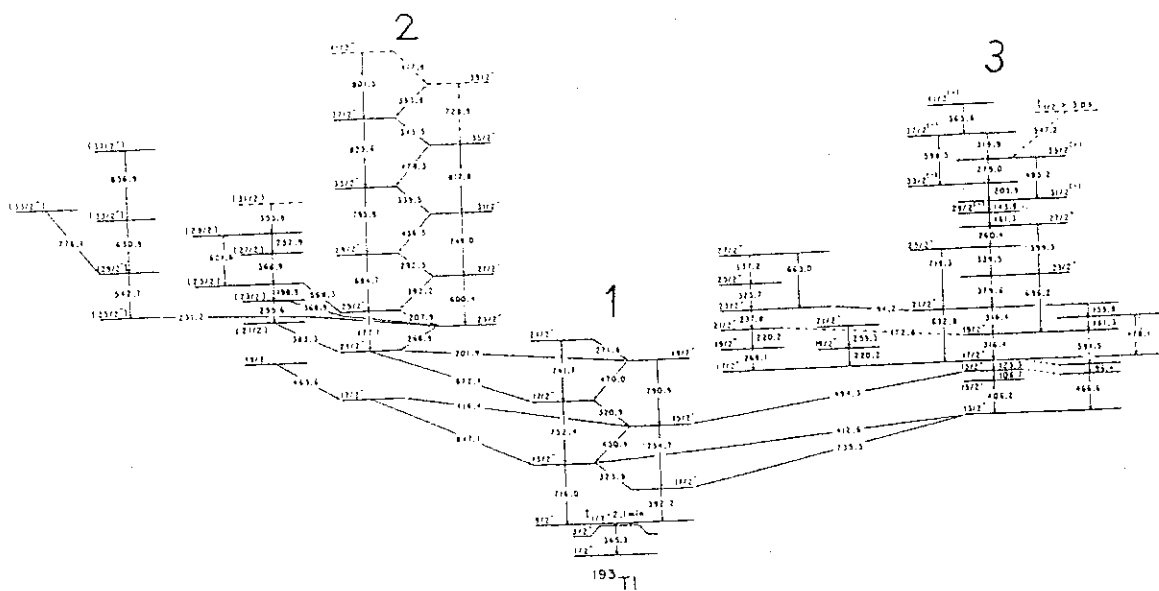


Fig.2 ^{193}Tl の準位図。Collective oblate と noncollective prolate が共存している。(ref[3])

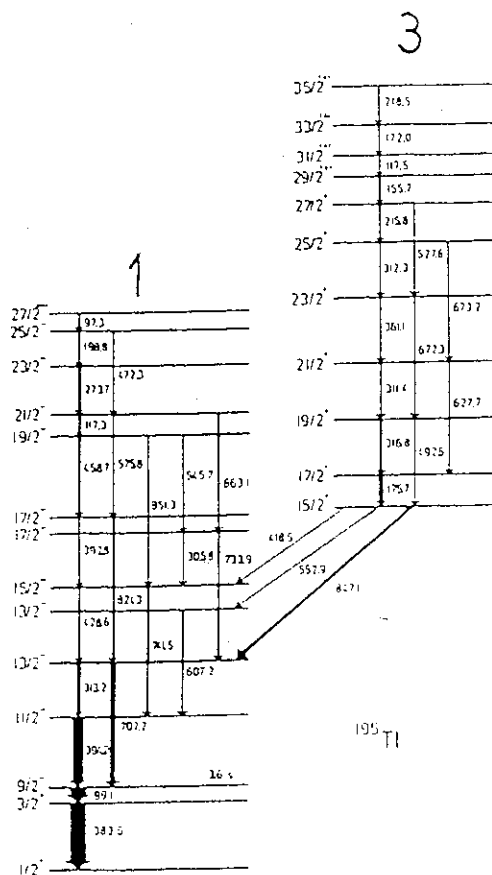


Fig.3 ^{195}Tl の準位図。(ref[4])

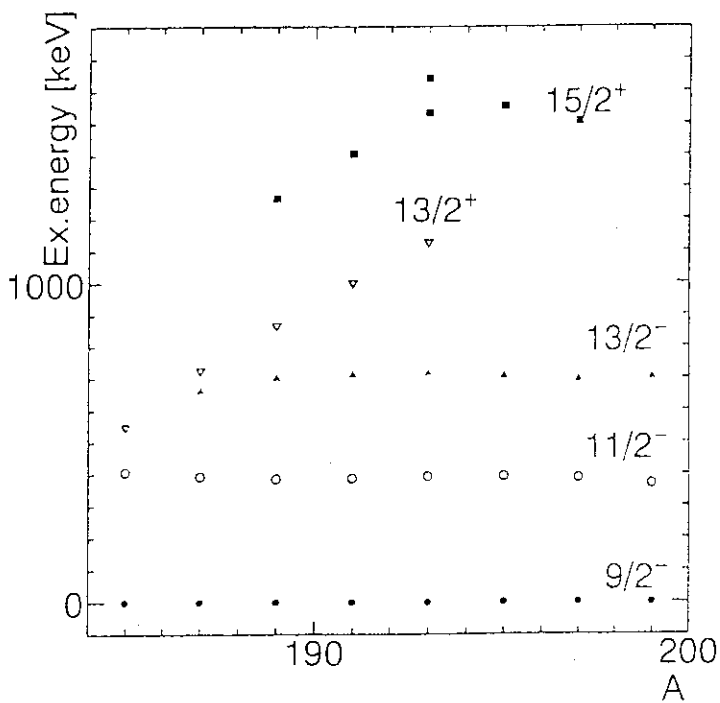


Fig.4 $^{185}\text{Tl} \sim ^{199}\text{Tl}$ について excitation energy と spin の関係を plot してある。Ex.energy は $9/2^+$ の準位を基準にとっている。
 A= 193 ~ 195 において、 $13/2^+$ を band head とする band と $15/2^+$ を band head とする band が交差している。

13. 量子モンテカルロ対角化法

東京大学大学院理学系研究科物理学研究科 水崎高浩¹、大塚孝治、石川 開
会津大学総合数理科学センター 本間道雄

1 はじめに

原子核構造の研究の新しい動向の一つに超大次元殻模型計算を指向したストカスチックなアプローチがある。例えば、補助場量子モンテカルロ法の殻模型への応用 [1] やランダムに発生させたガウス型基底を用いる対角化法 [2] またはストカスチックに基底を切断する方法 [3] などである。本間、水崎、大塚は、最近補助場量子モンテカルロ法を用いた対角化法 [4] を提案し、相互作用するボソン模型を例にとって数値計算により我々の提案した方法が有効であることを示した。本稿では簡単に我々の理論の概要を述べる。

殻模型の厳密な対角化は、sd shell のように次元が比較的小さいときには可能であるが、一般には考える単一粒子軌道が多くなるにつれ多粒子状態を表わす基底の次元が組み合わせ数的に増大するため対角化不可能になる。しかしながら、基底状態および低励起状態には必ずしも考えている空間の全自由度が関与しているわけでないのでそれらの状態を記述する自由度を効率よく取り出すような方法があれば対角化の次元を減らすことができるが、そのためには、系の相互作用を反映したよい基底ベクトルを生成することが重要である。我々は、2体の相互作用に対するハバード変換による補助場で書かれた1体発展演算子の虚時間発展を利用することで系の平均場を反映したよい基底ベクトルを生成しその基底によりハミルトニアン対角化するという方法を考えた。以下具体的に述べていく。

2 定式化

理論を分かりやすくするために、相互作用するボソン模型 (IBM) [5] を例にとって定式化を述べる。IBM は殻模型と同様に実験室系で記述する理論であるし、多体系の取扱いや角運動量の扱いの点でも殻模型と同様である。従って、十分問題の本質を捉えた理論の展開が可能である。

ボソン演算子を b_i ($i = 1, \dots, N_{sp}$) とする。 N_{sp} は単一粒子空間の次元である。IBM-1 では、 $N_{sp}=6$ でボソン演算子は、 $b_1 = s$ 、 $b_2 = d_{-2}$ 、 \dots 、 $b_6 = d_2$ と定義される。IBM のハミルトニアンは、単一粒子エネルギーの項と2体の相互作用から成り、

$$H = \sum_{i,j=1}^{N_{sp}} \epsilon_{ij} b_i^\dagger b_j + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l=1}^{N_{sp}} v_{ijkl} b_i^\dagger b_j^\dagger b_k b_l. \quad (1)$$

のように定義される。このハミルトニアンはハバード変換 [6] するために次のような1体

¹登壇者

演算子 O_α を用いた 2 次形式で書き直す：

$$H = \sum_{\alpha=1}^{N_f} (E_\alpha O_\alpha + \frac{1}{2} V_\alpha O_\alpha^2), \quad (2)$$

ここで、 N_f は 1 体演算子 O_α の数で、高々 N_{sp}^2 であるが一般によく用いられる相互作用ではそれほど多くはないものである。まず虚時間発展演算子 $e^{-\beta H}$ を虚時間 β を N_t 個に分割することで

$$e^{-\beta H} = \prod_{n=1}^{N_t} e^{-\Delta\beta H}, \quad (3)$$

と表わす。ここで、 $\Delta\beta = \beta/N_t$ である。各分割に対してハバード変換をすることで、虚時間発展演算子は 1 体発展演算子の補助場 $\sigma_{\alpha n}$ に関する積分の形で書くことができる。

$$e^{-\beta H} \approx \int_{-\infty}^{\infty} \prod_{\alpha, n} d\sigma_{\alpha n} \left(\frac{\Delta\beta V_\alpha}{2\pi} \right)^{1/2} \cdot G(\sigma) \cdot \prod_n e^{-\Delta\beta h(\sigma_n)}, \quad (4)$$

ここで σ_n は n ステップの補助場で、その成分は、 $\sigma_{1n}, \sigma_{2n}, \dots, \sigma_{N_f n}$ である。 σ は各分割にわたる補助場 $\{\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_{N_t}\}$ を全分割についてまとめたものを示す。ガウシアン重み因子 $G(\sigma)$ は次式で定義され、

$$G(\sigma) = e^{-\sum_{\alpha, n} \frac{\Delta\beta}{2} V_\alpha \sigma_{\alpha n}^2}, \quad (5)$$

であり、1 体ハミルトニアン $h(\sigma_n)$ は

$$h(\sigma_n) = \sum_{\alpha} (E_\alpha + s_\alpha V_\alpha \sigma_{\alpha n}) O_\alpha, \quad (6)$$

と表わされる。ここで、 $V_\alpha < 0 (> 0)$ の時、 $s_\alpha = 1 (= i)$ である。

式 [4] で現われる補助場に関する $N_t \times N_f$ -次元積分がもし十分な精度で実行可能ならば、十分大きな β まで式 [4] を基底状態に直交しない初期状態に作用させることで基底状態の波動関数が原理的には得られる。しかしながら、数値計算では、補助場に関する積分は補助場変数を離散化した σ のセットに対して行うことになり、積分を収束させるには非常に多くの σ のセットが必要となり、収束を速めるアルゴリズムが必要である。我々は、従来のモンテカルロ殻模型のような基底状態のエネルギーに対する定式化ではない独自の定式化を試みた。独自性は主に 1 体化された発展演算子 [4] 自体を近似的に基底状態および低励起状態を作る平均場の生成演算子と考える点にある。

我々の方法の具体的手順をまとめると以下のようになる。

1. まず、初期コヒーレント状態を次のようにとる。

$$|\Psi^{(0)}\rangle = \frac{1}{\sqrt{N_B!}} \left(\sum_{i=1}^{N_{sp}} x_i b_i^\dagger \right)^{N_B} |0\rangle, \quad (7)$$

ここで $|0\rangle$ はボソンの真空である。一般に複素数になりうる振幅 x_i は変分等で決める。ここで、初期エネルギー $E^{(0)} = \langle \Psi^{(0)} | H | \Psi^{(0)} \rangle$ を計算する。

2. 補助場のセット σ はガウシアン重み関数 (5) に従うようにストカスチックに決める。

3. この補助場のセット σ に対して、波動関数 $|\Phi(\sigma)\rangle$ を求める。つまり、

$$|\Phi(\sigma)\rangle \propto \prod_{n=1}^{N_i} e^{-\Delta\beta h(\sigma_n)} |\Psi^{(0)}\rangle. \quad (8)$$

ここで、初期状態をコヒーレント状態にとっていること、および、 $h(\sigma_n)$ は1体演算子であるので、作用して生成される状態 $|\Phi(\sigma)\rangle$ もまたコヒーレント状態であることに注意しよう。すなわち、 $|\Psi\rangle$ に対する $\exp(T)$ の作用は、行列 T_{ij} による振幅 x_i の変換に等価であることを意味する。ただし、 $T = \sum_{i,j=1}^{N_p} T_{ij} b_i^\dagger b_j$ 。

4. 生成した状態 $|\Phi(\sigma)\rangle$ はシュミットの方法ですでに得ているその他の基底状態に関し直交化し、新しい基底 $|\Phi'\rangle$ を決める。

5. 新しい基底を含めてハミルトニアン H を対角化し、改善したエネルギー E と波動関数 $|\Psi\rangle$ を得る。

6. ステップ2から6を基底状態のエネルギー E が収束するまで繰り返す。波動関数の収束は角運動量演算子の期待値の収束によっても確かめる。

収束を加速するためにステップ4のあとに、いわゆる'ストカスチック対角化法'[7]²のようなアイデアを考えた。それは、新しい基底 $|\Phi'\rangle$ によるエネルギーの減少分 ΔE を摂動的に次式で見積もる。 $\Delta E \sim \frac{1}{2} \left\{ E - E_1 + \sqrt{(E - E_1)^2 + 4|E_2|^2} \right\}$ 。ここで E は前段階で得られた基底状態のエネルギーで、 E_1 は $\langle \Phi' | H | \Phi' \rangle$ 、 E_2 は $\langle \Psi | H | \Phi' \rangle$ である。もし ΔE が非常に小さければ、たとえば、前段階のエネルギー減少分に比べ10%以下だったら、状態 $|\Phi'\rangle$ は採用しないで再びステップ2に戻るというアルゴリズムである。補助場をストカスチックに発生させるので、場合によっては非常に類似した基底やまったく基底状態に寄与しない基底も生成してしまうので定量的に基底のよし、あしを判断する工夫である。実際の数値計算でもこの方法によりかなり効率が上がることがわかった。

一般に、原子核の低励起状態の構造はいくつかの内部平均場によってきまる。それぞれの内部平均場は内部波動関数を生成する。しかし、内部平均場はスカラーでないので内部波動関数も必ずしも角運動量の固有状態にはならない。内部平均場は低励起状態に対してはかなり似ているが、それが生成するハミルトニアンの固有状態は方向が違う内部波動関数の微妙な重ね合わせで作られるので、角運動量や基底の直交性を正しく評価してはじめてそのような状態の構成が可能となる。したがって、完全にストカスチックにやるよりは、ストカスチックな方法で得られた内部状態の張る小さな空間で対角化するほうがよいのではないかと考えられる。また、内部平均場は低励起状態に対しかなり似ているので、対角化によりいくつかの励起状態も同時に求められることが期待される。これが、我々の新しい方法を支える物理的描像である。以下この方法を Quantum Monte Carlo Diagonalization method を略して QMCD と呼ぶことにする。

²元論文の方法はヤコビ回転法を利用した数学的に厳密な方法であり興味深い計算過程で回転行列を記憶するためのメモリーが次元の2乗に比例するため大次元計算には適さない。また、それを避け回転角のみを記憶するとかなり大次元計算まで可能になるが回転行列生成のための計算量が基底の増加とともに加速度的に増大するという問題がある。

3 数値計算

QMCD法の例として、次のようなsdg-IBMのハミルトニアンを解くことを考えよう。

$$H = -\kappa Q \cdot Q + \kappa' L \cdot L, \quad (9)$$

ここで Q は4重極演算子であり、次のように定義される。

$$Q = s^\dagger \tilde{d} + d^\dagger s + \chi_1 [d^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_2 [d^\dagger \tilde{g} + g^\dagger \tilde{d}]^{(2)} + \chi_3 [g^\dagger \tilde{g}]^{(2)}, \quad (10)$$

また、 L は角運動量演算子を表わす。

QMCDで求めた計算結果をEXACTな値と比較したいのでSU(3)極限とO(6)極限を考える。sdg-IBMのSU(3)極限は、軸対称回転子に対応する極限であり、その4重極演算子のパラメータは $\chi_1 = -11\sqrt{10}/28$ 、 $\chi_2 = 9/7$ 、 $\chi_3 = -3\sqrt{55}/14$ である。sd-IBMのO(6)極限は、 γ 不安定核を表わす極限で、 $\chi_1 = 0$ 、 $\chi_2 = 0$ 、 $\chi_3 = 0$ の場合である。SU(3)極限の場合、イラストバンドは単一の内部状態から角運動量射影をして求められるので比較的解きやすいと考えられるが、O(6)極限はその固有状態を表わすにはいくつかの内部状態が必要であることが知られており、QMCDのいいテストになると思われる。図にSU(3)極限(a)とO(6)極限(b)の場合のQMCDの数値計算例を示す。基底状態および励起状態のエネルギーがQMCD基底数とともに如何に収束していくかが示されている。この例からわかるように、QMCD法では本来非常に大きなヒルベルト空間の問題がモンテカルロ法によって最適化された基底により比較的小次元の対角化の問題に還元されたことがわかる。また、量子モンテカルロ殻模型では求めることができない励起状態のエネルギーも求められることがわかる。さらに、図をみると 2^+ の状態は5重に縮退していることがわかるであろう。このことは、ここまでのQMCD法では基底の角運動量になんら制限を与えていないことに対応する。特に磁気量子数に対する縮退はこの対角化がその分だけ冗長な空間で行われていることを意味するので取り除く必要がある。これは次の射影演算子を導入すれば簡単に行える。

$$|\Phi(\sigma, M)\rangle = P_M |\Phi(\sigma)\rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\phi e^{-i\phi(J_z - M)} |\Phi(\sigma)\rangle, \quad (11)$$

ここで P_M 全磁気量子数 M の状態への射影演算子であり、 J_z は角運動量演算子の z 成分である。この演算子によりモンテカルロ過程で得られた基底に作用させて空間を制限することができる。その結果、いわゆる、M-スキームの殻模型の対角化と同様の方法が使え、さらに、 M の異なる空間は独立になるので励起状態をより簡単に計算することができる。図1には前の計算と同じものを $M=0$ の空間に射影した計算の結果も示してある。図より磁気量子数に関する射影が非常に効果的であることがわかるであろう。紙面の都合上、その他の数値計算の例および、遷移行列要素に関する話題は割愛する。

4 まとめ

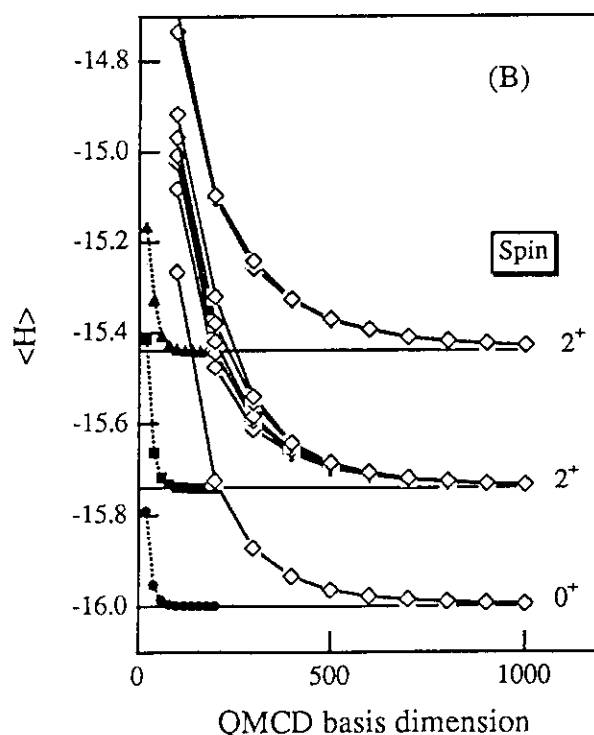
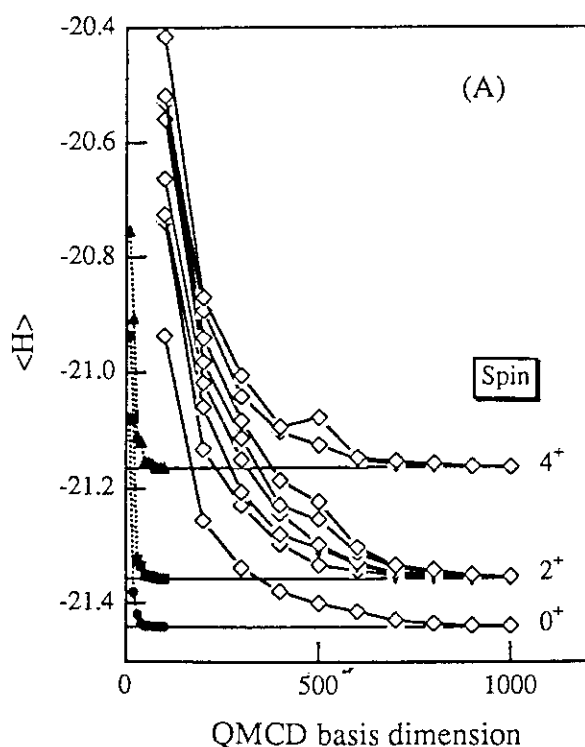
我々は、量子多体系を解く新しい方法を提唱し、IBMを例にとり数値計算をおこないその有効性を示した。補助場形式によるモンテカルロ法は低励起状態をつくる内部状態を系

のハミルトニアンから効果的に生成することは示し、その基底で対角化することで低励起状態が比較的小さい次元で求められることを示した。また、磁気量子数に関する射影を行うことで更に QMCD 法で必要な次元が減ることを示した。この射影により、サイドバンドの状態を求めることも更に容易になり、遷移行列要素の計算法も一層簡単になった。我々は IBM の例にとり数値計算を行ったが、方法論自体はボソンに特有な点はまったくなくフェルミオン系にも適用可能である。実際我々はすでに殻模型にも適用し一部良好な結果を得ていることも付記しておく。

本研究の数値計算の一部には、理研の計算核物理計画の研究プログラムとして理研の VPP500 を使用した。

参考文献

- [1] W. E. Ormand, *et al.*, Phys. Rev. C49 (1994) 1422; C. W. Johnson *et al.*, Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 3147.
- [2] K. Varga and R. J. Liotta, Phys. Rev. C50, R1292 (1994).
- [3] M. Horoi, B. A. Brown and V. Zelevinsky Phys. Rev. C50, R2274 (1994).
- [4] M. Honma, T. Mizusaki and T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. 75, (1995) 1284.
- [5] F. Iachello and A. Arima, *The interacting boson model*, Cambridge U.P., Cambridge, 1987.
- [6] J. Hubbard, Phys. Lett, 3, 77 (1959); R. D. Stratonovich, Dokl. Akad. Nauk., SSSR 115, 1907 (1957) [transl: Soviet Phys. Kokl. 2, 416 (1958)].
- [7] H. De Raedt and M. Frick, Phys. Rep. 231, 107 (1993).



14. K-Forbidden Isomer Decays

in the Hf, W, Os region

— Breakdown of the K selection rule
due to the γ or spin-orientation degree? —

Kanako Narimatsu ^{*}), Yoshifumi R. Shimizu and Toshiyuki Shizuma

Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan

Abstract

Unexpected large break down of the K quantum number has recently been suggested by detailed studies of transitions from the K-isomer states to the low K states in the Hf, W, Os region. Two possible mechanisms of the K mixing, the γ -degrees of freedom and the spin-orientation-degree, have been discussed. In this talk, we show the systematic calculations of life times for the K-forbidden transitions by using a simple tunneling model which takes the γ -degrees of freedom into account. Good agreements are obtained with some exceptions, which suggest the necessity of further studies of the effect of the spin-orientation degrees of freedom.

§1 Introduction

It has been known for long time that there exist many isomeric states due to the K selection rule, so called K-isomers, in the Hf, W, Os region. These isomers have life time ranging from some n seconds to several years depending on the K difference between the isomeric state itself and the state to which it decays. Recent advent of the high-resolution crystal ball makes it possible to measure the small components of decays of such isomers to the states which have lower K values. Such data have been disclosing larger violations of the K selection rule than expected before.¹⁻³⁾

The ground state band in these nuclei is the collective rotational band associated with the prolate shape, while the K-isomer state has prolate shape with similar values of deformation parameters but with non-collective rotation; namely rotating around the symmetry axis. These two different rotation schemes may be connected by two different collective coordinates; one is the γ -deformation degrees of freedom, i.e., from $\gamma=-120^\circ$ rotation (K-isomer) to $\gamma=0^\circ$ rotation (the ground state band), the other is the spin-orientation degrees of freedom which is measured by the angle θ between the symmetry axis and the rotation axis, i.e., from $\theta=0^\circ$ (K-isomer) to $\theta=90^\circ$ (the ground state band). The latter degrees of freedom is related to the Coriolis coupling which changes the K quantum number by ± 1 unit. In the semiclassical treatment, the tilted axis cranking

^{*}) present affiliation: K.K. Codec, Inc.

(TAC) method has been used to study this problem.⁴⁾

In this talk, we rather consider the γ -degrees of freedom. This is because for the treatment of this degrees of freedom, a relatively simple model is available, by which we can calculate the (partial) life time without any adjustable parameters. We first explain the model and then show the results of calculations.

§2 A Simple Model

The basic assumption of the model is the following: We have two different groups of states, which are well separated by the potential barrier in a certain collective coordinate, and there is no cross-talks between two groups of states. The transition between two states with different internal structures occurs only through the coupling between two group of states, which is small and can be evaluated by the tunneling probability. Such a model is used for the problem of decays out of the superdeformed band.⁵⁾

In order to make the explanation definite, let us take the case of $E2$ transitions from a K -isomer state to the (low- K) ground state band^{*)}. Since the mixing only occurs for the states with the same parity and spin, the perturbed states are

$$\begin{aligned} |I = K_i, 1\rangle &= |I = K_i, K_i; iso.\rangle + \alpha |I = K_i, K_g; g.s.b.\rangle, \\ |I = K_i, 2\rangle &= |I = K_i, K_g; g.s.b.\rangle - \alpha |I = K_i, K_i; iso.\rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

where the K_i and K_g are the K -value of the isomer and the ground state band, and the coupling coefficient α is determined by the simple two level coupling model though

$$\alpha = v/\Delta E, \quad (2)$$

with the coupling strength v and the energy difference ΔE between the states $|I = K_i, K_i; iso.\rangle$ and $|I = K_i, K_g; g.s.b.\rangle$. Here we have assumed the interaction v is small and used the lowest order perturbative expression. For the $E2$ transition from the isomer state with $I = K_i$ to the state with $I = I_f < K_i$ belonging to of the ground state band, the latter state has no mixing and then the transition probability is calculated by

$$B(E2 : I_i = K_i, K_i; iso. \rightarrow I_f, K_g; g.s.b) = \alpha^2 B(E2 : I_i, K_g \rightarrow I_f, K_g)_{g.s.b}, \quad (3)$$

where the $B(E2)$ of the right hand side is nothing else but the intra-band transitions in the ground state band and can be easily calculated by using the suitable deformation parameter.

*) For more general cases, see ref.6).

The remaining task is to determine the coupling interaction v . Since we assume that the two states with different rotation schemes ($\gamma = -120^\circ$ and $\gamma = 0^\circ$) are two local minima which are separated by barrier in the (ϵ_2, γ) deformation coordinate space, this is done by the semi-classical (WKB) like treatment of the multi-dimensional tunneling problem⁵⁾;

$$v = \frac{\hbar\omega}{2\pi} \sqrt{T}, \quad \text{with } T = [1 + \exp(2W/\hbar)]^{-1}, \quad (4)$$

where ω is the oscillation frequency of the lower well, and W is the (imaginary time) least action,

$$W = \int_{\text{path}} \sqrt{2 \sum_{ij} m_{ij}(x) (V(x) - E_0)} dx_i dx_j. \quad (5)$$

Here $x_{i,j=1,2}$ specify the collective coordinate (ϵ_2, γ) , $m_{ij}(x)$ and $V(x)$ are the mass tensor and the potential energy with respect to these coordinates, and the zero-point energy is calculated to be $E_0 = \frac{1}{2}\omega_0$ with ω_0 being the frequency of the higher well. Note that the least action is realized by using the special path which is obtained by solving the (imaginary time) equation of motion. This is done by the Schmid's method.⁷⁾

§3 Results and Discussions

The details of the calculational procedure are similar to the one used in ref.5). The potential energy surface is calculated by using the Nilsson Strutinsky method with $(\epsilon_2, \epsilon_4, \gamma)$ deformation parameters. The pairing interaction are included by means of the Hartree-Bogoliubov and RPA method. The energy surface in (ϵ_2, γ) plane is obtained by minimizing the energy at fixed spin values with respect to ϵ_4 deformation. The mass tensor is calculated by using the Hopping mass model of ref.8), for which the pairing gap with including the RPA fluctuations is used.

All the parameters entering in the calculation of the potential and the mass tensor are standard ones and are fixed in the previous independent calculations.⁵⁾ So no adjustable parameters are left. We have done the calculations for more than thirty K isomers in both even and odd nuclei in the Hf, W, Os region. Here we discuss the definite case of $E2$ transitions, i.e. the transitions from the $I = K_i$ isomer to the $I = K_i - 2$ ground state band^{*)}.

In Fig.1 we compare the calculated and experimental $E2$ hindrance factor,

$$F_{\text{cal/exp}} = t_{1/2}^{\text{cal/exp}} / t_{1/2}^W = B^W(E2) / B^{\text{cal/exp}}(E2), \quad (6)$$

*) For the general case where the $M1$ transition also plays a role, see ref.6).

E2 hindrance factors

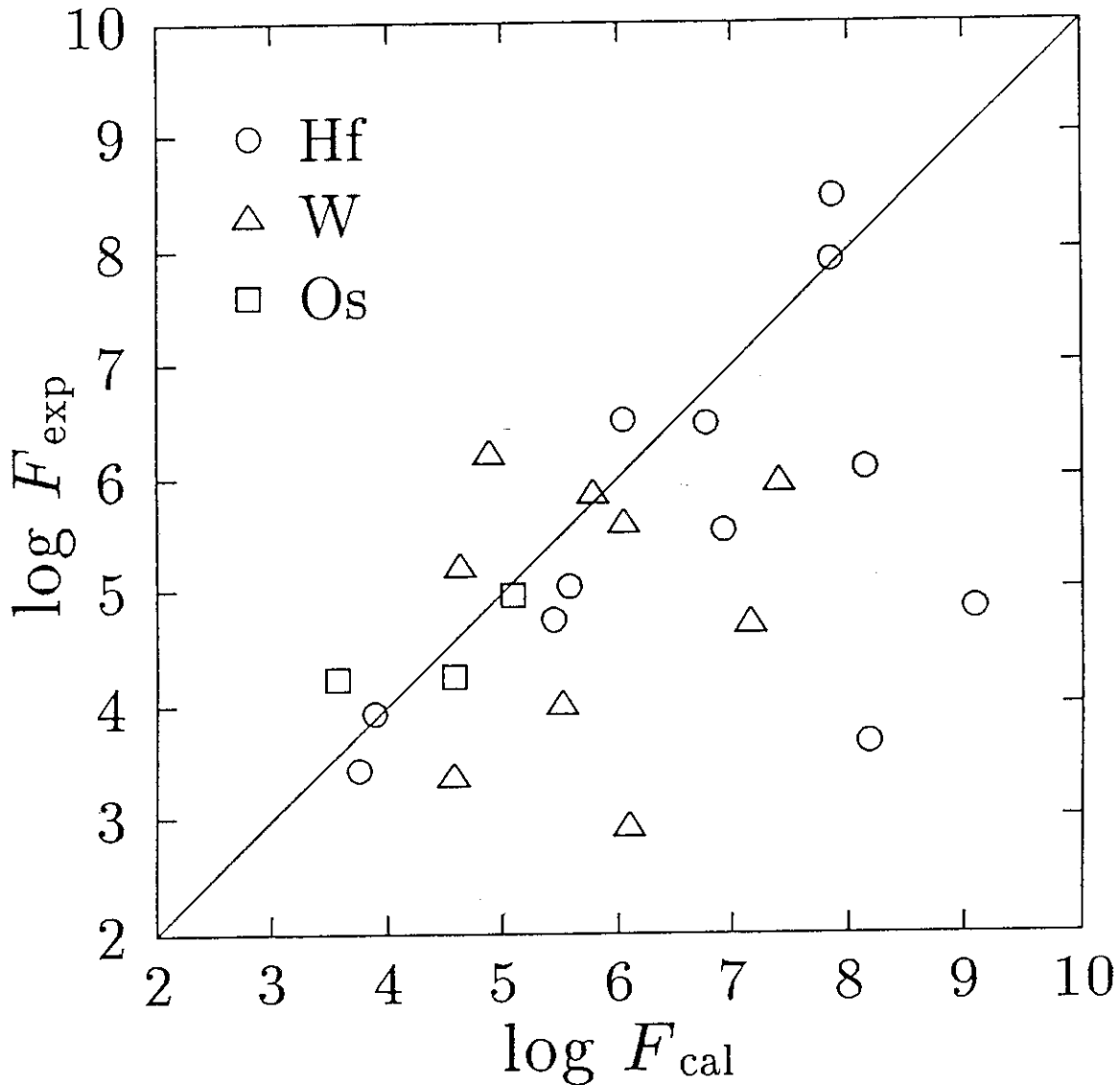


Fig.1. Comparison between calculated and experimental hindrance factors for $\Delta I = -2$ *E2* decays of K-isomers in the Hf, W, Os region. The data where the degrees of K-forbiddenness is greater than 4 are shown. The ordinate is $\log F_{cal}$ and the abscissa is $\log F_{exp}$ so that the point on the diagonal line means the calculated life time agrees with the experimental one.

where $t_{1/2}^{exp}$ is the observed (partial) life time and $t_{1/2}^W$ is its Weisskopf estimate. Note that the empirical rule for this hindrance factor is $F \approx 10^\nu$, where $\nu = \Delta K - \lambda$ is the degrees of K-forbiddenness with λ being the multipolarity of the transition. We have taken the cases with $\nu \geq 4$ in Fig.1. Considering the fact that the model is very simple and the data contain large variety of life times differing by more than five orders of magnitudes, the agreement between the calculated and experimental values are impressive.

It should be emphasized that there are no points far above the diagonal line. The point above the diagonal means $F_{cal} < F_{exp}$. Since the hindrance factor proportional to the life time, $F_{cal} < F_{exp}$ indicates that the decay mechanism due to the γ -degrees of freedom gives shorter life time than observed, namely the mechanism is totally inappropriate. On the other hand, the point below the diagonal line means the γ mechanism give longer life time than the experimental one. Definitely there are such cases, for which the other mechanism, like the one due to the spin-orientation degrees of freedom, must be responsible for the decay.

Unfortunately, there are no corresponding calculations for the spin-orientation mechanism (but see ref. 4). One can, in principle, apply the similar method of this talk for the potential energy calculated as a function of the θ degrees of freedom. But then the mass parameter must be different and should be calculated in the different way, which is not well known. The data of Fig.1 contains decays of many 6^+ isomers which are two-quasiparticle states. For such states, it might be possible to directly perform calculations by using the many- j particle-rotor coupling model in which the Coriolis mixing effect can be treated in a full quantum mechanical manner. We would like to point out that such studies of the effect of the spin-orientation degree are definitely necessary to understand the problem of the K forbidden isomer decay.

References

1. P. Chowdhury, et. al., Nucl. Phys. A485 (1988), 136.
2. P. M. Walker, et. al., Phys. Rev. Lett. 65 (1990), 416.
3. B. Crowell, et. al., Phys. Rev. Lett. 72 (1994), 1164.
4. S. Frauendorf, in Proc. Int. Conf. on the Future of Nuclear Spectroscopy, Crete, June 1993, eds. W. Gelletly, C. A. Kalfas and R. Vlastou, Institute of Nuclear Physics, National Center of Scientific Research Demokritos, Athens, Greece, 1994.
5. Y. R. Shimizu, E. Vigezzi, T. Døssing and R. A. Broglia, Nucl. Phys. A557 (1993), 99c.
6. K. Narimatsu, Y. R. Shimizu and T. Shizuma, in preparation.
7. A. Schmid, Ann. Phys. 170 (1986), 333.
8. Y. R. Shimizu, F. Barranco, E. Vigezzi, R. A. Broglia, in Proc. 4 th Int. Synmp. on *Foundations of Quantum Mechanics*, Tokyo, 1992, J. Japan. Appl. Phys. Series 9 (1993), 164.

15. High- K states in ^{177}W

T. Shizuma¹, G. Sletten², S. Mitarai¹, R.A. Bark³,
I.G. Bearden², K. Strähle², J. Wrzesinski⁴, S.W. Ødegård⁵,
S. Leoni², M. Mattiuzzi⁶ and S. Skoda⁷

¹*Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812*

²*The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen, DK-4000 Roskilde, Denmark*

³*Department of Physics, University of Lund, S-22362 Lund, Sweden*

⁴*Henryk Niewodniczanski Institute of Nuclear Physics, PL-31-342 Krakow, Poland*

⁵*Department of Physics, Oslo University, Pb1048, Blindern 0316, Oslo, Norway*

⁶*Universita' degli Studi di Milano, Italy*

⁷*Institut für Kernphysik der Universität zu Köln, D-50937 Köln, Germany*

Abstract: New high- K bands based on 3-, 5- and 7-quasiparticle structures have been identified in ^{177}W using the $^{164}\text{Dy}(^{18}\text{O},5\text{n})$ reaction at 85 MeV. The outstanding decay of the 5-quasiparticle $K^\pi = \frac{29}{2}^+$ state to the $I^\pi, K = \frac{29}{2}^+, \frac{7}{2}$ state is a further example of the breakdown of the K -selection rules, reported in the neighbouring nuclei.

In prolate deformed axially symmetric nuclei, the projection of the angular momentum on the symmetry axis, K , is a constant of the motion. As a result, decays of high- K states take place stepwise so that a change in the K values is small, and high- K states are often isomeric. In other words, transitions between different K states are subject to the K -selection rule:

$$\nu = |K_i - K_f| - \lambda \leq 0$$

where the value of ν denotes the order of K -forbiddenness and λ the multipole order of the transition between the states. Transitions with $\nu > 0$ are observed to be hindered by factors of 10-100 per degree of K -forbiddenness.

However, decays of the high- K isomers into the $\langle K \rangle = 0$ states with unusually low hinderances (2-5 per degree of K -forbiddenness) have been recently observed in ^{174}Hf [1], ^{176}W [2] and ^{182}Os [3]. These transitions severely violate the K -selection rule. In ^{182}Os the possibility of a barrier penetration mode was suggested [3] and recently this mode was claimed to be the dominant decay mechanism for a K -isomer in ^{176}W [2]. On the other hand, it has been shown that the K -mixing caused by Coriolis interaction might result in similarly low reduced hinderances in ^{174}Hf [1]. Since these anomalous decays are not adequately understood despite recent intense studies, renewed investigation of nuclei in the heavy Hf-W-Os region is necessary.

The nucleus ^{177}W was studied using the $^{164}\text{Dy}(^{18}\text{O},5\text{n})$ reaction with an 83 MeV ^{18}O beam from the Niels Bohr Institute FN tandem accelerator. The target consisted of 2 mg/cm² of ^{164}Dy on a 11 mg/cm² Pb backing. Emitted γ rays were detected with the NORDBALL array comprising twenty Compton-suppressed Ge detectors and an inner ball of sixty BaF₂ detectors. In this array, four groups of five Ge detectors each

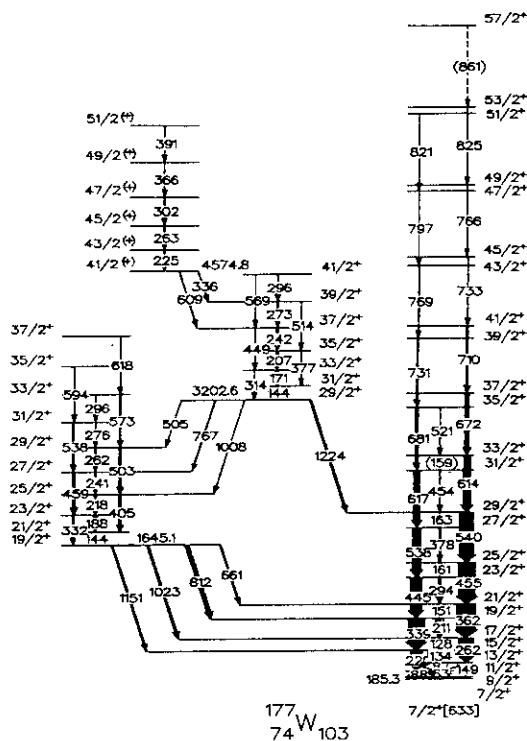


Fig. 1. Partial level scheme of ^{177}W .

scheme including the two new multi-quasiparticle bands as well as the $7/2^+[633]$ and previously known 3-quasiparticle bands is shown in fig. 1. The placement of transitions and levels is based on coincidence relationships and intensity pattern of cascade γ rays.

The 1645 keV level has been assigned as $I^\pi = \frac{17}{2}^-$ [4]. The DCO-ratios of the 812, 1023 and 1151 keV γ rays are inconsistent with the previous assignment and support $I = \frac{19}{2}$. In addition, observation of the 1151 keV transition to the $I^\pi, K = \frac{15}{2}^+, \frac{7}{2}$ level excludes a negative parity assignment, because magnetic quadrupole transitions are quite slow and can be hardly observed together with dipole transitions. Thus we assign $I^\pi = \frac{19}{2}^+$ for the bandhead. The configuration of the $K^\pi = \frac{19}{2}^+$ band could be established by comparing the experimental excitation energy and g_K factor with the calculated values. In the extraction of the g_K factors, we used $g_R = 0.3$ and $Q_0 = 6.8$ eb. The following configurations can be coupled to $K^\pi = \frac{19}{2}^+$ in low excitation energy of ^{177}W ;

$$\nu_{\frac{5}{2}^-}[512] \nu_{\frac{7}{2}^-}[514] \nu_{\frac{7}{2}^+}[633] \quad E_X = 1687 \text{ keV} \quad g_K = 0.17,$$

$$\nu_{\frac{5}{2}^-}[512] \pi_{\frac{5}{2}^+}[402] \pi_{\frac{9}{2}^-}[514] \quad E_X = 2050 \text{ keV} \quad g_K = 0.94,$$

$$\nu_{\frac{7}{2}^+}[633] \pi_{\frac{5}{2}^+}[402] \pi_{\frac{7}{2}^+}[404] \quad E_X = 2082 \text{ keV} \quad g_K = 0.81.$$

The experimental values of $E_X = 1645$ keV and $g_K = 0.18 \pm 0.01$ or 0.42 ± 0.02 support the $\nu_{\frac{5}{2}^-}[512] \nu_{\frac{7}{2}^-}[514] \nu_{\frac{7}{2}^+}[633]$ assignment. The 3ν ($\nu 6^+ \otimes \nu i_{13/2}$) structures are systematically observed in the neighbouring Hf-W odd-A nuclei.

are placed at angles of $37^\circ, 79^\circ, 101^\circ$ and 143° with respect to the beam direction. A total of 900 and 80 million expanded twofold and threefold prompt coincidence events were collected. In order to construct the level scheme two- and three-dimensional matrices were created. Further, DCO matrices with γ rays detected at 37° or 143° (79° or 101°) on the x-axis and coincident γ rays detected at 79° or 101° (37° or 143°) on the y-axis were obtained. Directional angular correlation ratios, DCO-ratios, have been extracted from these asymmetric matrices for determination of transition multipole orders (dipole or quadrupole).

So far, four 1-quasiparticle bands and a 3-quasiparticle band are known [4]. In the present work, these bands are extended up to higher spin $\sim \frac{50}{2}$, and six new multi-quasiparticle bands are observed. A resultant partial level

The 3203 keV level is newly found in this work. The DCO-ratio of the 1224 keV γ ray is consistent with a $\Delta I = 0$ or 2 transition. Consideration of the decay rates for the 505, 767 and 1008 keV transitions leads to the $K^\pi = \frac{29}{2}^+$ assignment. The bandhead excitation energy and the high bandhead spin correspond to the excitation of five quasiparticles. The following configurations give rise to low-lying $K^\pi = \frac{29}{2}^+$ states in ^{177}W ;

$$\nu_{\frac{1}{2}}^{-}[521] \nu_{\frac{5}{2}}^{-}[512] \nu_{\frac{7}{2}}^{-}[514] \pi_{\frac{7}{2}}^{+}[404] \pi_{\frac{9}{2}}^{-}[514] \quad E_X = 3296 \text{ keV} \quad g_K = 0.58,$$

$$\nu_{\frac{5}{2}}^{-}[512] \nu_{\frac{7}{2}}^{-}[514] \nu_{\frac{7}{2}}^{+}[633] \pi_{\frac{1}{2}}^{-}[541] \pi_{\frac{9}{2}}^{-}[514] \quad E_X = 3888 \text{ keV} \quad g_K = 0.58,$$

$$\nu_{\frac{7}{2}}^{+}[633] \pi_{\frac{1}{2}}^{-}[541] \pi_{\frac{5}{2}}^{+}[402] \pi_{\frac{7}{2}}^{+}[404] \pi_{\frac{9}{2}}^{-}[514] \quad E_X = 3759 \text{ keV} \quad g_K = 1.0.$$

The experimental values of $E_X = 3203$ keV and $g_K = 0.47 \pm 0.04$ seem to prefer the $\nu_{\frac{13}{2}}^{-} \otimes \pi 8^{-}$ configuration. However, the large alignment shown in fig. 2 requires the presence of at least two aligned quasiparticles (e.g. $\nu i_{\frac{13}{2}}$ and $\pi h_{\frac{9}{2}}$). Further, the band having the same structure ($K^\pi = \frac{31}{2}^+$, $\nu_{\frac{21}{2}}^{+} \otimes \pi 5^+$ at $E_X = 3225$ keV with $i \sim 5 \hbar$) has been reported in ^{179}W [5]. We thus assign $\nu_{\frac{19}{2}}^{+} \otimes \pi 5^+$ to this band.

The remaining band has a bandhead excitation energy of 4575 keV. The DCO-ratios of the 336 and 609 keV γ rays are consistent with $\Delta I = 1$ and 2 transitions, respectively, indicating $I = \frac{41}{2}$ for the bandhead spin. The following configuration gives a low-lying $K = \frac{41}{2}$ state in ^{177}W ;

$$\{\nu_{\frac{5}{2}}^{-}[512] \nu_{\frac{7}{2}}^{-}[514] \nu_{\frac{7}{2}}^{+}[633] \pi_{\frac{1}{2}}^{-}[541] \pi_{\frac{5}{2}}^{+}[402] \pi_{\frac{7}{2}}^{+}[404] \pi_{\frac{9}{2}}^{-}[514]\}, K^\pi = \frac{41}{2}^+$$

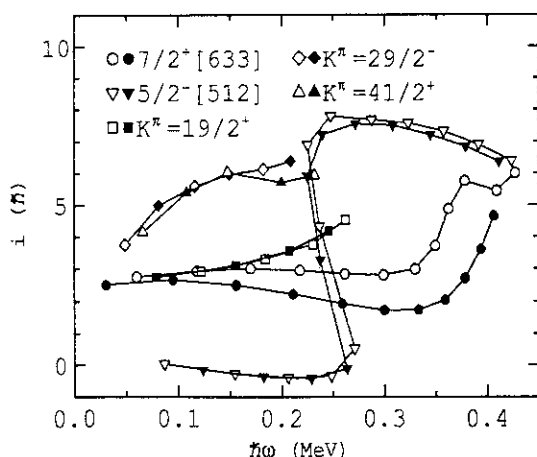


Fig. 2. Alignment plots as a function of rotational frequency for bands in ^{177}W , with reference parameters $\mathcal{J}_0 = 35.0 \hbar^2 \text{MeV}^{-1}$ and $\mathcal{J}_1 = 87.5 \hbar^3 \text{MeV}^{-4}$.

The $3\nu(\nu 6^+ \otimes \nu i_{\frac{13}{2}}) \otimes 4\pi 11^+$ structure at $E_X = 4610$ keV in ^{179}W has been reported by Walker et al. [5], supporting the present configuration assignment.

All the inter-band transitions shown in fig. 1 are K -forbidden. The present analysis of the γ - γ time difference spectra gives a 1 ns limit on the half lives for the $K^\pi = \frac{19}{2}^+$ and $\frac{29}{2}^+$ bandheads. The hinderance factors F and the hinderance factors per degree of K -forbiddenness (reduced hinderance factors) f_ν , defined as below, for the 661, 767, 812, 1008, 1023, 1151 and 1224 keV transitions are summarized in Table 1;

$$f_\nu = F^{\frac{1}{\nu}} = \left(\frac{T_\gamma}{T_W}\right)^{\frac{1}{\nu}}$$

where ν is the order of K -forbiddenness, T_γ is the partial γ -ray half life and T_W is the Weisskopf single-particle estimate.

The most striking feature of Table 1 is an extremely small hinderance of the 1224 keV transition which is 10 times K -forbidden assuming an $M1$ transition. In addition, the branch to the spin $\frac{29}{2}$ member of the $\frac{7}{2}^+[633]$ band overcomes decays to the $K^\pi = \frac{19}{2}^+$ band members and other available levels of intermediate K , which are only 2-4 times K -forbidden. A similar case has been observed in the decay of the 14^+ isomer in ^{176}W where the isomer primarily decays to $K = 0$ states with low hinderances, bypassing intermediate K states [2]. An explanation of this anomalous decay was presented by Crowell et al. [3] in terms of a tunneling through a potential barrier in the γ plane. They found a correlation of the hinderances with the height of the barrier. However, this does not seem to be applied to the decay of the $K^\pi = \frac{29}{2}^+$ state in ^{177}W , because the hinderance factor $F \sim 10^5$ is too small to be reproduced using a tunneling decay mode [6]. An alternative explanation for this kind of decays is K -mixing due to Coriolis interaction. An onset of inter-band transitions from the $\frac{5}{2}^- [512]$ band (t-band) members with spins of $I^\pi > \frac{25}{2}^-$ where the $\frac{5}{2}^- [512]$ band crosses with a t-band (see fig. 2) may indicate presence of large K components in the $\frac{7}{2}^+[633]$ band. Since t-bands have large $\langle K \rangle$ values ~ 8 , the $\frac{7}{2}^+[633]$ band may have a $K \sim \frac{23}{2}$ component above spin $\frac{23}{2}$ where the inter-band transitions from the t-band are observed. In this case, it may be concluded that the difference of the K values is so small that the decay of such a large K state to the $\frac{7}{2}^+[633]$ band can occur.

TABLE 1. Hinderedance factors of the K -forbidden transitions depopulating the $K^\pi = \frac{19}{2}^+$ and $\frac{29}{2}^+$ bandheads.

E_γ (keV)	I_γ (%)	K_i^π	$L\lambda^a)$	ΔK	$F^b)$	f_ν
661	9.3	$\frac{19}{2}^+$	$M1$	6	$< 1.4 \times 10^5$	< 11
812	41.3	$\frac{19}{2}^+$	$M1$	6	$< 5.9 \times 10^4$	< 9.0
1023	23.5	$\frac{19}{2}^+$	$M1$	6	$< 2.1 \times 10^5$	< 12
1151	25.9	$\frac{19}{2}^+$	$E2$	6	$< 8.4 \times 10^2$	< 5.4
767	10.4	$\frac{29}{2}^+$	$M1$	5	$< 2.0 \times 10^5$	< 21
1008	3.9	$\frac{29}{2}^+$	$E2$	5	$< 2.8 \times 10^3$	< 14
1224	85.7	$\frac{29}{2}^+$	$M1$	11	$< 9.6 \times 10^4$	< 3.1

a) Assuming $M1$ s for $\Delta I = 0$ and 1 transitions, $E2$ s for $\Delta I = 2$ transitions.

b) Derived using < 1 ns limit on half lives.

References

- [1] P.M. Walker et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 416;
N.L. Gjørup et al., Nucl. Phys. **A582** (1995) 369
- [2] B. Crowell et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1164
- [3] P. Chowdhury et al., Nucl. Phys. **A485** (1988) 136
- [4] A. Krämer-Flecken et al., Ph.D thesis, Jül-Spez-458 (1988)
- [5] P.M. Walker et al., Nucl. Phys. **A568** (1994) 397
- [6] Y.R. Shimizu, private communication

16. $\Delta I = 4$ Bifurcation : Origins and Criteria

Jing-ye Zhang^{(1,2,3)*}, Yang Sun^(1,4,5), and Mike Guidry^(1,4,5)

⁽¹⁾*Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996*

⁽²⁾*Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606 01, Japan*

⁽³⁾*Institute of Modern Physics, Lanzhou, Gansu 73000, P.R. China*

⁽⁴⁾*Joint Institute for Heavy Ion Research*

Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831

⁽⁵⁾*Physics Division, Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831*

Abstract

An alternative approach for the $\Delta I = 4$ bifurcation phenomenon has been presented without introducing either a Y_{44} deformation or an I^4 term in the Hamiltonian explicitly. The optimal criteria for observing the phenomenon have been discussed as well.

The new γ -ray detector arrays have demonstrated that rotational sequences in certain superdeformed bands with angular momentum differing by two can split into two branches [1–3]. This is commonly called $\Delta I = 4$ bifurcation, and has attracted considerable interest in the nuclear structure community (for instance, see [4–10]). Because this phenomenon depends on the variation of E_γ values, the bifurcation appears as an oscillation in the dynamic moment of inertia, $J^{(2)}$ as well. Fig. 1 shows the bifurcation in both E_γ and $J^{(2)}$ for the yrast superdeformed band in ^{149}Gd [1]. The reference for $J^{(2)}$ is simply the average value of the two neighboring ones.

*An Invited Talk presented by JYZ at “The 3rd Workshop of Nuclear Spectroscopy by Use of JAERI Tandem-Booster”, 7/27—7/28/95, Tokai, JAERI, Japan.

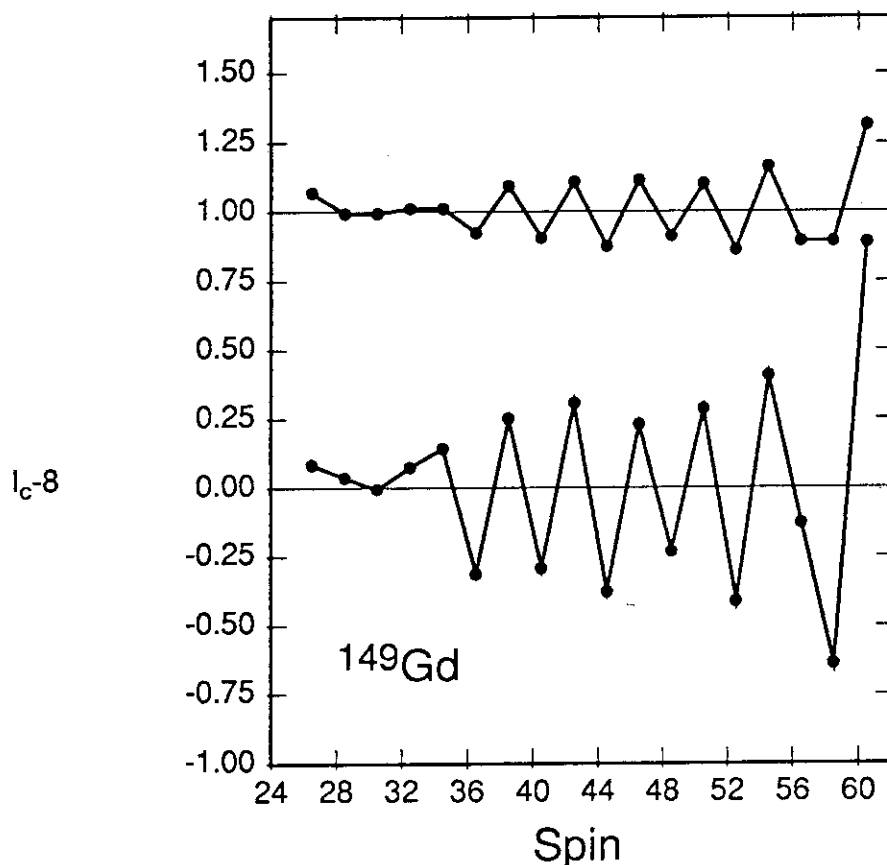


FIG. 1. $\Delta I = 4$ bifurcation in both E_γ and $J^{(2)}$ values for the yrast SD band in ^{149}Gd [1]. The top curve is ΔE_γ in units of keV (shifting up by 1 keV), while $\Delta J^{(2)}$ is in units of \hbar^2/MeV , with a multiplication factor of 0.5 so that these two curves can be put in the same figure.

Intuitively, these observations suggest a fourfold symmetry in the nuclear system, corresponding to an invariance of the shape under rotations by $\frac{\pi}{2}$ [1]. This has motivated theoretical investigations that have included a C_4 symmetry piece in the Hamiltonian statically or dynamically, with the rotation axis either along or vertical to the symmetry axis [6,8]. In another approach, the influence of $\Delta K = 4$ coupling through the inclusion of an I^4 operator in the Hamiltonian has been investigated [9].

Recently, we have proposed an alternative approach that is based on the angular momentum projected shell model [11]. We have shown that such staggering can emerge naturally in an angular-momentum preserving system when two almost isolated rotational bands are

mixed by *ordinary two-body shell model interactions*. Angular momentum projection transforms intrinsic states to the laboratory system and shell-model configuration mixing provides coupling between different intrinsic K -states. The quantum mechanical interference of this projection and the associated configuration mixing can lead to $\Delta I = 4$ bifurcation in the resulting laboratory-frame spectrum. Under such a mechanism [11], there should be four distinct features in the resulting bifurcations:

1. The existence of this effect should be independent of the difference in K values between two bands which mix.
2. There is a "beat" envelope localized in the crossing region; the largest amplitude of the oscillation corresponds to where the two bands come the closest, as shown on Fig. 2.
3. If the two bands that mix are well isolated from other bands, this bifurcation should be observed in both mixed bands with opposite phase structure (see Fig. 2).
4. There may exist phase reversals in a long oscillation sequence because the following band mixture occurs normally independent of the previous band crossing.

According to calculations and analysis using this approach, the optimal conditions for observing $\Delta I = 4$ bifurcation experimentally can be summarized as follows:

1. The effect is most clearly seen if two bands that are close to the yrast line dominate the mixing. If too many bands mix, the interference effects may cancel out the visible bifurcation. Thus, nuclei for which the Fermi surfaces lie in regions of low level density for states of a given parity are particularly favored. Since superdeformed bands are generally found for nuclei having Fermi surfaces lying near gaps in the deformed single-particle spectrum, this condition is fulfilled rather automatically for superdeformed cases.

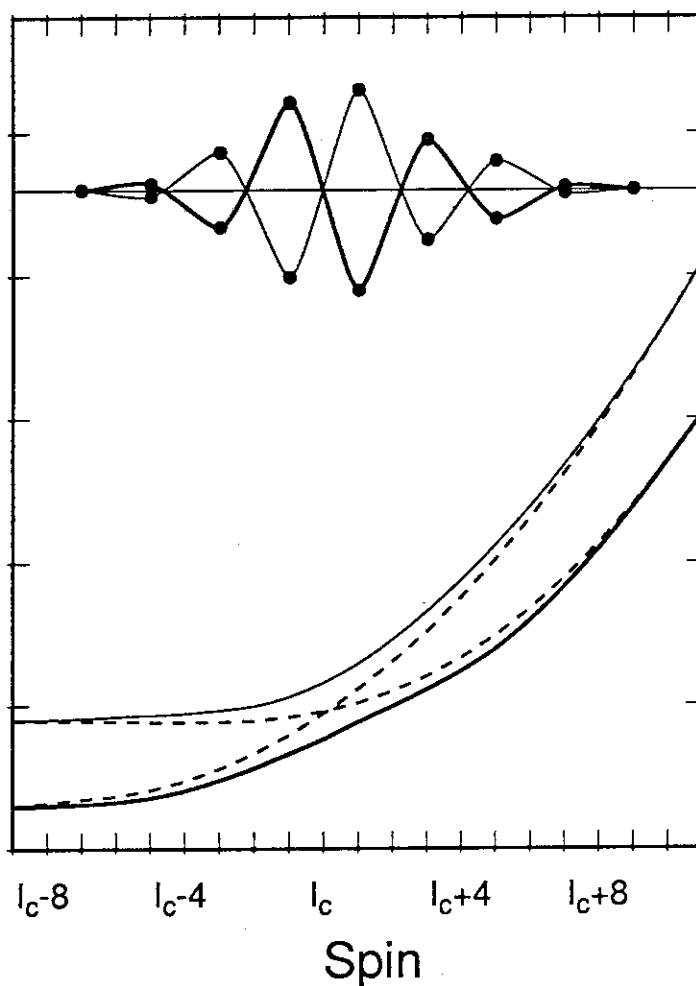


FIG. 2. Schematic picture of the “beat” structure resulting from a two-band mixture mechanism. Two mixed bands should show staggering of opposite phase, if they are isolated well enough from other bands.

2. In principle, mixing between bands with different qp-numbers could give such bifurcation effects, but such a mixing will usually result in a distortion of the regular band structure. Thus, observation of this bifurcation fine-structure is more likely if the two bands that mix have the same qp-number.
3. There must be long enough sequences of transitions (say eight transitions or more). This condition is more easily fulfilled in superdeformed systems. In the normally deformed case, odd-odd nuclei are other possible candidates because blocking of both neutron and proton pair alignment ensures a longer regular band.

4. For realistic coupling, the interacting bands must be close in energy to generate observable bifurcation amplitudes. Thus, nearly degenerate parallel bands, or bands that cross at very shallow angles, favor the survival of the oscillations for long angular momentum sequences. Such bands are likely to be more common for superdeformation than for normal deformation, while for normally deformed bands we may expect that high- K bands are more likely to fulfill this condition than low- K bands.
5. The interacting pair of bands should not be too similar in structure (for example, they should not be built on quasiparticles from the same single j -shell). The reason may be understood qualitatively from the matrix element $\langle K | \hat{H} \hat{R}(\beta) | K' \rangle$ entering the projection integral. For states that are too similar in structure, the angular dependence of this matrix element is strongly peaked near zero (loosely, only a small rotation is required to bring the two states into strong Hamiltonian overlap) and this kills the oscillation.
6. Energy measurements with uncertainty of 0.1 keV (or less) are required, because the expected amplitude of the oscillation is about or even less than 0.5 keV in most cases.

ACKNOWLEDGMENTS

One of the authors (JYZ) thanks Yukawa Institute for Theoretical Physics and its director, Professor Nagaoka, for hospitality during the visit, where this work was partly done, and Professor K. Matsuyanagi for inspiring discussion.

REFERENCES

- [1] S. Flibotte *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 4299 (1993)
- [2] B. Cederwall *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3150 (1994)
- [3] A.T. Semple, *et al.*, to be published
- [4] S. Frauendorf, J. Meng and J. Reif, Proc. Phys. from Large γ -Ray Arrays, Berkeley, CA, p52 (1994)
- [5] L.K. Peker, J.H. Hamilton and J.O. Rasmussen, *ibid*, p78 (1994)
- [6] I. Hamamoto and B. Mottelson, Phys. Lett. **B333**, 294 (1994)
- [7] P. Magierski *et al.*, preprint, Univ. Libre de Bruxelles, March, 1995
- [8] I.M. Pavlichenkov and S. Flibotte, Phys. Rev. **C51**, R460 (1995)
- [9] A.O. Macchiavelli *et al.*, Phys. Rev. **C51**, R1 (1995)
- [10] I. N. Mikhailov and P. Quentin, Phys. Rev. Lett. **74**, 3336 (1995)
- [11] Yang Sun, Jing-ye Zhang and M. Guidry, Phys. Rev. Lett. to be published (1995).

17. Direct Measurements of Octupole Collectivity in the Hf-W Region by means of COULEX

森川 恒安, 静間 俊行
九州大学 理学部

重い希土類領域 (Ho ~ Hf) の Odd-A 変形核においては, ふたつの 1-QP バンド間, たとえば ^{177}Hf の $[624]_{\frac{9}{2}}^{+}$ band \rightarrow $[514]_{\frac{7}{2}}^{-}$ band や ^{169}Lu の $[411]_{\frac{1}{2}}^{+}$ band \rightarrow $[541]_{\frac{1}{2}}^{-}$ band, $[514]_{\frac{9}{2}}^{-}$ band \rightarrow $[404]_{\frac{7}{2}}^{+}$ band をつなく比較的大きな遷移強度の Low energy ($\sim 10^2$ keV) の E1 遷移の存在が系統的に見いだされている。バンド内 E2 遷移との分岐比から得られたこれらの遷移強度はおおむね $\sim 10^{-4}$ W.u. 程度で, E1 (single particle) だけを考慮した microscopic な計算から得られる $B(E1) \sim 10^{-6\sim-8}$ W.u. と比較して約 2 ケタ以上も大きい [1,2,3]。

Hamamoto らは 1-QP と Rotor のカップルしたモデルでコアの $K^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}$ の Octupole vibration (Octupole Softness) と Odd-particle のカップリングを仮定し, これらの 'enhance' された $B(E1)$ 値の説明を試みている [1,2,3]。しかしながら E1 遷移強度のスピンの依存性や計算パラメタなどになお問題を残しており, 実験値をコンシステントに理解するには至っていない。

Octupole Collectivity を議論するためには E3 の強度を測定するのが直接的なやり方であるが, 上記の Hamamoto らの計算で導入された Collectivity は 1-QP Band への僅かな Octupole 成分の混合であり, 通常の Octupole Band にみられる Collectivity と比較してずっと小さく, また 'enhanced' E1 の知られた原子核の殆どが不安定核であるため, 実際にクーロン励起実験などで E3 励起を観測するのはかなり困難である。しかしながら, こうしたなかで ^{177}Hf はこれまでに 'enhanced' E1 の見いだされている唯一の安定核であり, 実際にクーロン励起実験をおこなうことが可能である。

この領域の原子核では Octupole の Collectivity は $K^{\pi} = 2^{-}, 3^{-}$ に集中し, 前述の 'enhanced' E1 遷移に主要な寄与をなす $K^{\pi} = 0^{-}, 1^{-}$ の Collectivity は大きくないと考えられている [4]。 ^{177}Hf の両隣の $^{176}, ^{178}\text{Hf}$ の Octupole Band については (α, α') の実験データから $K^{\pi} = 2^{-}$ の Collective State のみが報告されている [5] が, 重イオンによる多重クーロン励起での測定データはこれまで報告されていない。また ^{177}Hf のクーロン励起実験については, これまでのところ, なぜか全くおこなわれておらず, Octupole Band も知られていない。しかしながら, ある程度の Octupole Collectivity が期待できることは両隣の even 核の $B(E3)$ 値 (^{176}Hf : 7.2 W.u. ^{178}Hf : 4.0 W.u.) から推測できる。

一方, この領域では多くの K-Isomer の存在が知られているが, ^{178}Hf の $K^{\pi} = 8^{-}$

Isomer ($T_{1/2} = 4$ sec) がクーロン励起によって励起されたという興味ぶかい報告がある [6,7]。この励起メカニズムはまだ明らかにされていないが、比較的高スピンにおいて Isomer Band への Octupole 成分の僅かな混合があるのではないかと推測が Xie らによりなされている [6]。

この領域、とくに^{176,177,178}Hf 核の Octupole Collectivity はこれまであまり調べられていない。大規模な Ge-Array とクーロン励起を組み合わせた実験をおこなうことで、この領域での Octupole Collectivity の研究が大きく進展するのではないだろうか。

References

- [1] I.Hamamoto et al., Nucl.Phys. **A557**, 515c (1993).
- [2] G.B.Hagemann et al., Phys.Rev. **C47**, 2008 (1993).
- [3] I.Hamamoto et al., Phys.Lett. **226B**, 17 (1989).
- [4] K.Neergaard et al., Nucl. Phys. **A145**, 33 (1970).
- [5] R.M. Ronningen et al., Phys.Rev.**C15**, 1671 (1977).
- [6] H.Xie et al., Phys.Rev.**C48**, 2517 (1993).
- [7] J.H.Hamilton et al., Phys.Lett. **122B**, 327 (1982).

18. ^{238}U のクーロン励起

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

原子核の集団運動には、回転および振動励起モードがある。基底状態が回転楕円体に変形している変形領域においては、これまでに回転励起について良く知られているが、振動状態については、主に β, γ などの quadrupole 振動や octupole, hexadecapole 振動において low-spin での one-phonon 状態のみが知られていた。だが、1981年に well deformed 領域である ^{168}Er で double γ vibrational band¹⁾が発見されてからはその領域での他の原子核でも double γ や octupole-octupole 振動状態が系統的に発見され、集団運動理論の理解に大きく貢献した。

1994年に Korten らが ^{232}Th において、アクチノイド領域では初めての two-phonon band である double γ vibrational band²⁾を発見した。この後、同じ1994年に McGowan らのグループが ^{238}U において two-phonon state³⁾を示唆するような幾つかの 2^+ state の発見を発表するが、 ^{232}Th のそれが強い調和振動状態を示しているのに対して、その 2^+ state は、遷移強度、励起エネルギーともとても強い非調和性を示す結果になっており、その理論的解釈は今の段階では非常に困難なものとなっている。

そこで、これらの状態が ground band 或いは one-phonon β, γ band への遷移強度を求め、これらの状態の性質を明らかにすること、また未知の two-phonon 状態を探索することは非常に興味深い。

今回我々は原研タンデムブースター及びミニジャパンボールを用いた ^{238}U の集団運動状態を理解するために多重クーロン励起実験を提案する。本報告ではその実験に向けての estimation を行う。

タンデムブースターの完成にともない、アクチノイド領域などの重い原子核に対して、クーロン励起実験を行う際に、重い入射粒子を用いても、余裕を持ってクーロン障壁に近いエネルギーを出せるようになった。これによって、実験の内容に合わせたより有利なビームを選択出来るようになった。クーロン励起の場合、その反応断面積は入射粒子の Z の 2 乗に比例して大きくなる。ただし、励起核は反跳しているので、Doppler 効果によるスペクトルの分解能の悪化が Z に比例して大きくなる。また、反応には入射粒子自身のクーロン励起も入ってくるので、なるべく入射核は第一励起エネルギーが高いものである必要がある。これらの点から今回入射粒子は ^{90}Zr を選んだ。

Table 1. 入射粒子に ^{90}Zr を用いた時の Ge 検出器 ($\theta=90^\circ$) 窓に対する 1MeV の γ 線の FWHM 及び、 2^+ state (1060keV) からの γ 線の yield estimation.

Projectile	β_R (%)	$\Delta\theta_{1/2}$ (deg.)	Doppler broadening FWHM (keV)	Photo peak yield (counts/sec)
^{90}Zr	5.4	5	6.6	25
		8.8	12	70
		12.5	16	140

γ -band の 2^+ state (励起エネルギー 1060keV) から基底状態への γ 線の yield をまず評価する。

estimation には先程あげたスペクトルの Doppler broadening による分解能の悪化が無視できない。Doppler broadening は、Ge 検出器の θ 角度と検出器が見込む θ 方向の大きさ、反跳核の速度が大きく反映される。broadening が一番大きくなる条件での 1MeV の γ 線の FWHM が、Table 1 に計算されている。 $\Delta\theta_{1/2}$ は Ge 検出器の先頭に取り付けてあるコリメーターの窓の大きさを表している。FWHM の値をどこまで許して測定するかは実験の種類により異なるが、今回は最低でも 1MeV の γ 線で 10keV 程度の分解能が必要と考えている。

散乱粒子の検出器として 40×40 mm の PSD を 2 枚、ビーム軸に並行に置いてある。検出角度は θ 方向で $56^\circ \sim 153^\circ$ である。Table 1 の Photo peak yield は、ターゲットの厚さを $1\text{mg}/\text{cm}^2$ 、ビーム電流を 5pnA としたときの 2^+ state からの γ 線 ($1060\text{keV}(2^+ \rightarrow 0^+)$) 及び $1015\text{keV}(2^+ \rightarrow 2^+)$ について計算したものである。この他に実際の測定においては、同時計数率や回路の不感時間、またビーム電流に対する PSD の限界計測数などの因子を考慮に入れなければならないが、今回の data 収集系及びクーロンチェンバーのシステムにおいては、11 台の Ge 検出器から成るミニジャパンボールに対して、おおよその値で、測定の実時間が 2 日とすると、 2^+ state からの γ 線の yield は 0.6M events と考えられる。

未知の γ 振動として two-phonon $4_{\gamma\gamma}$ state が 2^+ state に対して調和振動に近い状態だと仮定し、入射粒子に ^{90}Zr を使用した場合、この 1060keV の 2^+ state に対して仮定した two-phonon state の反応断面積は、この散乱粒子検出器の立体角に対して 1/50 程度であることが、計算コード COULEX によってわかっている (Fig. 1)。この反応断面積であれば、今回の実験で 2 日の測定で 12k events が期待されることになる。

two-phonon state の他に、先に述べた McGowan らの指摘した 3 本の 2^+ state も観測されることが期待される。これらの state は、2 本が β -band に、1 本が γ -band にそれぞれ強い遷移強度を持ち、励起エネルギーがそれぞれ one-phonon state の 1.3~1.6 倍である。

$B(E2)$ の導出には、 γ 線に対する散乱粒子の角度分布が必要である。これらの 2^+ の

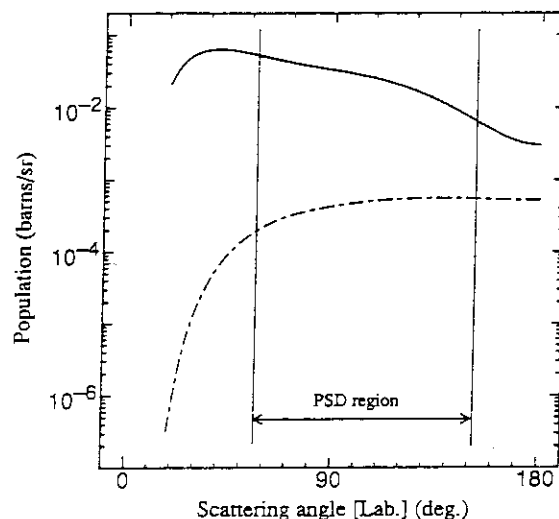


Fig. 1. 実線が 2^+ state (1060keV)、点線が two-phonon state ($\gamma\gamma$ state) が調和振動状態であると仮定した時の population の角度分布。PSD region は検出される散乱粒子の θ 角度の範囲。

うち、 2^+_{γ} one-phonon state へ強い遷移強度をもつ 1414keV(2^+)において、 $B(E2)$ の違いによって、散乱粒子の角度分布を Fig.2 に示す。実線が one-phonon への強い遷移を持つ場合で点線がその強い遷移をなくした場合である。このように 2^+ 状態の yield には、 $B(E2)$ に対して強い sensitivity があり、 $B(E2)$ を精度よく決めることが期待される。

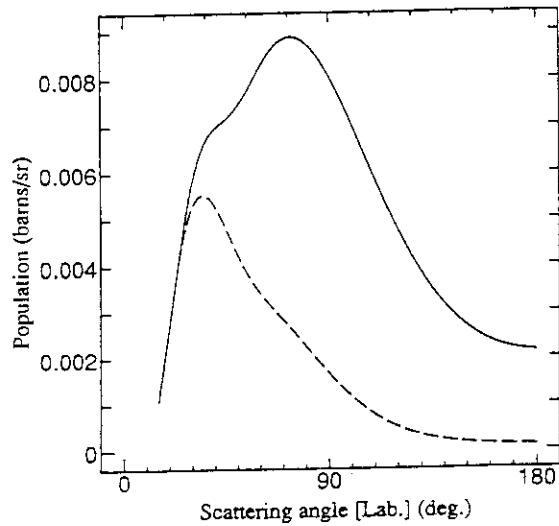


Fig. 2. one-phonon state (2^+_{γ} state) へ強い遷移強度を持つ 1414keV 2^+ state の population の角度分布。実線が強い遷移強度を持つ場合、点線がその遷移をなくした場合。

References

- 1) W.F. Davidson et al., J. of Phys. G7 (1981),455,843
- 2) W. Korten et al., Phys. Lett. B317 (1993) 19
- 3) F.K. McGowan, W.T. Milner, Nucl. Phys. A571 (1994) 569

19.3 フォノンガンマ振動状態につて (コメント)

大島真澄 (原研)

これまでにガンマ振動多フォノン状態としては ^{168}Er および ^{232}Th において 2 フォノン 4^+ 状態が報告されている。1,2) 因みに ^{150}Nd , ^{160}Gd , $^{162,164}\text{Dy}$ においては 4 重極フォノンおよび 8 重極フォノンの結合した 2 フォノン 1^- 状態も報告されている。3) 巨大共鳴についてはより多フォノン状態の報告があるが、表面振動については 2 フォノンまでに限られる。よって表面振動の研究で次の大きなチャレンジは 3 フォノン状態の同定である。一般に 2 フォノン以上の多フォノン状態になるとイラスト線のかなり内側にあり、準位密度が非常に高い。クーロン励起はそのような場合にも、Collectivity の高い状態を $B(E2)$ 値の大きい転移を通じて選択的に励起できるという特徴を持つため、他の反応に比べて有利になると考えられる。

問題はイールドである。図 1 に Winther and de Boer のクーロン励起断面積計算コード COULEX⁴⁾ を用いて計算した ^{238}U 核のクーロン励起断面積を示す。 ^{232}Th においては調和振動に近いガンマ振動 2 フォノン状態が報告されており、図の計算では 3 フォノン状態の励起エネルギー、 $B(E2)$ は調和振動を仮定した。さらに (a) および (b) は各々 ^{58}Ni , ^{130}Te を入射粒子とした場合の結果を表す。これまでの 4 台の BGO アンチコンプトン検出器を用いた検出器系では ^{58}Ni ビームを用いて 2 フォノン状態が検出限界に近い。よって ^{130}Te などのより重イオンを用い、10 台以上のガンマ線検出器から成る検出効率の高いクリスタルボールを用いれば、計算上は充分のイールドが期待できる。しかしながら、この状態はまだその候補すら知られていないので、ガンマ-ガンマ同時計数法によって準位を同定する必要がある。また、上の評価では調和振動を仮定したが、非調和効果があると励起エネルギーが高くなり $B(E2)$ が小さくなるので励起断面積は図 1 の場合よりも小さくなる。これらを考慮すると 3 フォノン状態の同定にはおそらく JAPAN BALL のような本格的規模のクリスタルボールが必要になるとと思われる。

参考文献

- 1) H.G.Boerner et al., Phys. Rev. Lett. 66, 691 (1991).
- 2) W.Korten et al., Phys. Lett. B317, 19 (1993).
- 3) U.Kneissl et al., Phys. Rev. Lett. 71, 2180 (1993).
- 4) A.Winther and J. de Boer, Coulomb Excitation, eds K.Alder and A. Winther (Academic Press, New York, 1966) p. 303.

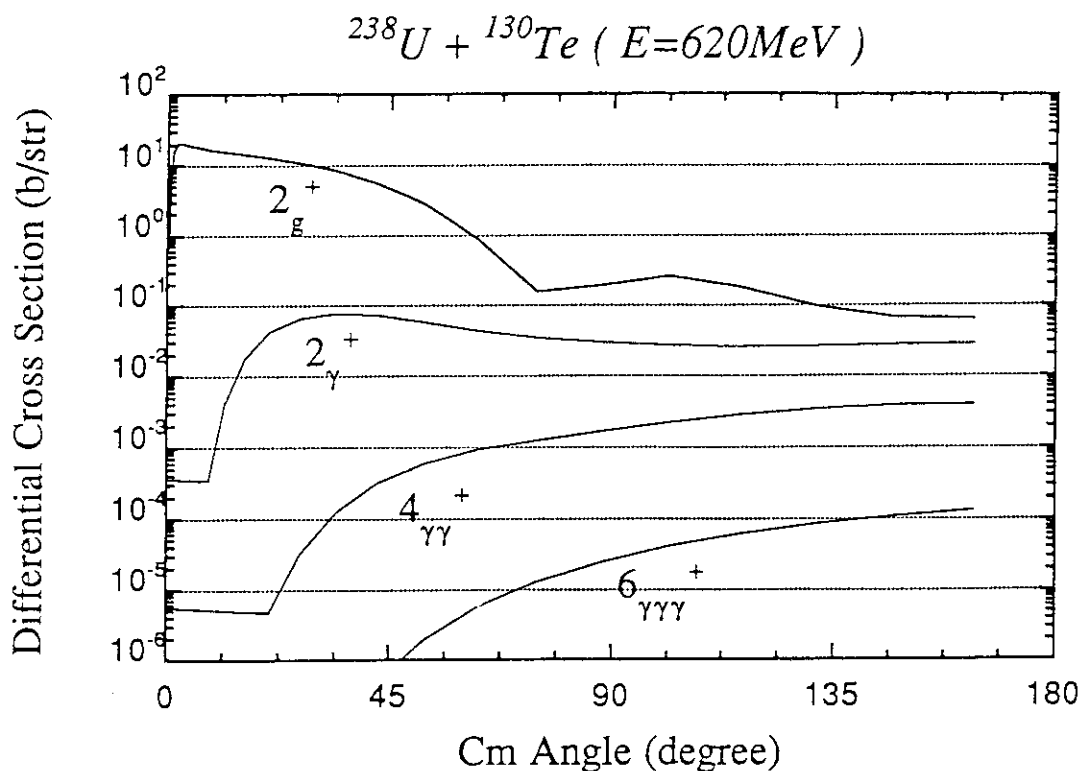
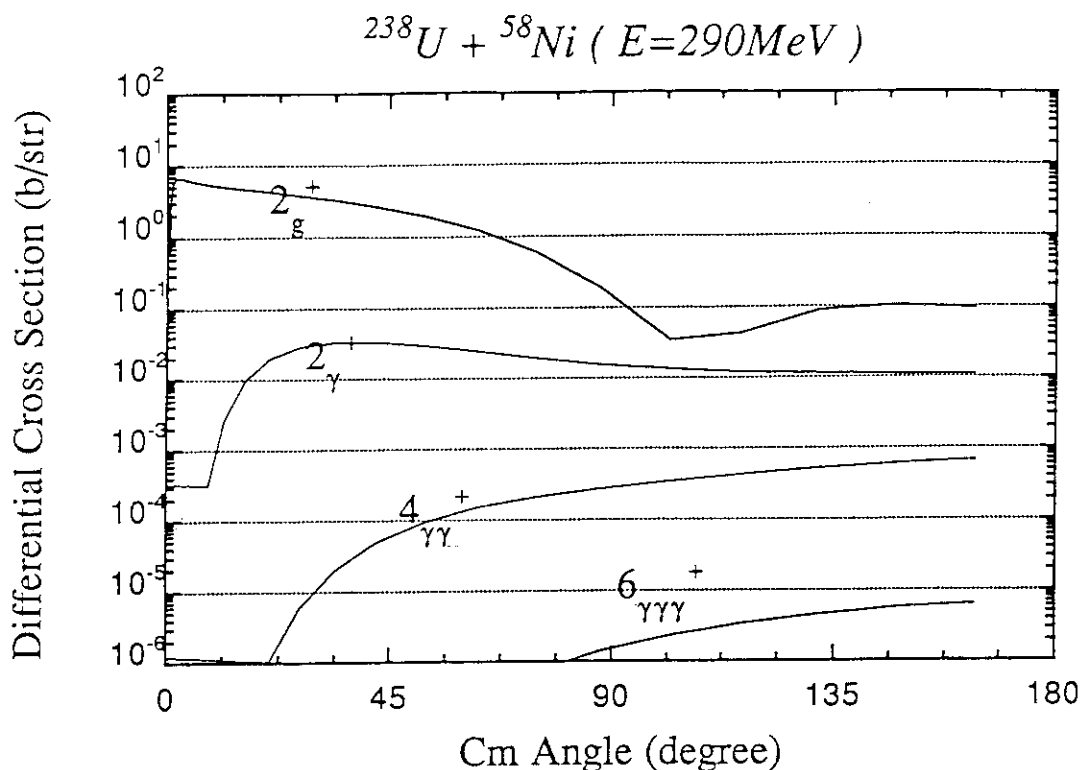


図1. (a) ^{58}Ni , (b) ^{130}Te 入射粒子に対する ^{238}U 核のクーロン励起断面積。 2_{γ} , $4_{\gamma\gamma}$, $6_{\gamma\gamma\gamma}$ は各々1、2、3フォノンガンマ振動状態を表す。Winther and de Boerのクーロン励起断面積計算コードCOULEX⁴⁾を用いて計算した。3フォノン状態の励起エネルギー、 $B(E2)$ は調和振動を仮定した。

20. Transient Field を用いた高スピン状態の g-factor の測定 橋本奈美 (筑波大)

原子核の configuration を知る手段として g-factor の測定は非常に有効である。高スピン状態の核構造を研究する上でも configuration 決定のために g-factor の測定が求められる。短寿命原子核の g-factor はいわゆる摂動角相関法で測定する事が出来る。しかし高スピンで興味深い回転整列をした準位の寿命はおおよそ 10^{-12} [sec] であるので、その短い時間に観測可能な摂動を与えるためには 10^3 [T] 以上の強い磁場が必要となる。

この様な強い磁場は Transient magnetic Field (TF) を用いる事によって実現できる。TF とは磁化させた強磁性体中をイオンが通過する際にイオンが受ける磁場で $1 \sim 6 \times 10^3$ [T] である。強磁性体中で静止している時に受ける磁場は ~ 10 [T] 程度であるので TF が極めて強い磁場である事が分かる。このメカニズムは強磁性体中の偏極した電子とイオンの散乱によって説明された (Lindhard-Winther 理論)[1]。この理論によれば磁場 B_{LW} はイオンの速度に反比例し、イオンが静止する直前が最も強い。しかし最近の加速器の発達によってイオンの速度が $\beta = v/c \sim 0.05$ 程度に大きくなると TF の磁場は LW 理論よりも大きくなり、逆に速度に比例している事が観測された (図.1)。この磁場を B_{TF} とすると、 $B_{TF} = aZv/v_0$ となる事が Chalk River のグループによって示された [2]。ここで Z と v は recoil イオンの原子番号と速度、 v_0 は Bohr velocity で $v_0 = c/137$ 、 a は実験的に求められたパラメーターで $a \sim 12$ [T]、これは Chalk River parametrization と呼ばれている。TF の enhancement の原因に関してはまだ解明されていないが、g-factor の測定に応用されて来ている。

測定の実理は、原子核の目的の準位が populate された時に強磁性体中を通過させ磁場 B_{TF} によって原子核のスピン向きをラーモア歳差させてその準位から放射される γ 線の角度分布の shift 量を測定する。

高スピン状態を生成するためには Coulomb 励起又は重イオン複合核反応を利用する。Coulomb 励起の場合は population probability が比較的明確に制御できるが、(HI,xn) 反応のときは population probability が時間的に広がってしまう、しかも準位の寿命が短いので目的の準位が populate された時に強磁性体中を通過させるのは困難になる。そこで plunger と γ - γ coincidence の technique を使って強磁性体中を通過する時の準位を制御する。生成された原子核が target から飛び出して飛行中に放射された γ 線と stopper で止まってから放射された γ 線は Doppler shift によって区別する事が出来る。そこで plunger によって target と stopper の間の距離を変え、飛行中と停止後の γ 線の割合を比較する事によって target からある距離つまり複合核反応からある時間後における population probability を観測する事が出来る。(図.2,3)。そして目的の準位が強く populate される距離に設定する。更に目的の準位から放射された γ 線の中でその準位の時に強磁性体中を通過したものだけを選ぶために目的の準位の上の準位が飛行中で下の準位が停止しているという場合に放射された γ 線で coincidence gate をかける。

TF に plunger と γ - γ coincidence を組み合わせたこの方法は 90 年代に入ってからいくつか報告されている [3,4,5]。その一例として G.S.I. で行なわれた実験結果を示す [3](図.4)。この実験では ^{160}Yb のスピン 14 の g -factor の測定から s-band が $i_{13/2}$ の回転整列状態である事が分かった [3]。

この測定法を用いた実験を行う場合には次の条件が必要となる。

1. γ - γ coincidence を行い高スピン状態を測定するため検出器の数が多いこと、そして Doppler shift を観測するため検出器の分解能が良いこと。
2. 磁場 B_{TF} を大きくするため recoil velocity が大きい事、つまりビームが重くエネルギーが高い事。

この実験条件は原研のクリスタルボールとタンデム・ブースター加速器によって達成され、原研での実験の意義が大きい。

研究計画として、当面は測定技術確立のため population probability の計算できる Coulomb 励起によって g -factor が既知の準位を対象に実験を行う。測定技術の確立後は Coulomb 励起によってまだ測定されていない高スピン状態の g -factor を測定し、更に plunger を組み合わせて reaction によって生成された高スピン状態の g -factor の測定を行う。クリスタルボールを用いれば数多くのバンド構造が観測されるが、我々は始めに s-band の g -factor を求め、その configuration を決定することを目標としている。なお、この研究は橋本 奈美、齋藤 武彦、内山 浩志、高橋 英美、鄭 軍、呂 駿、小松原 哲郎、古野 興平 (筑波大学)、早川 岳人、古高 和禎、木寺 正憲、大島 真澄 (原研) の共同研究である。

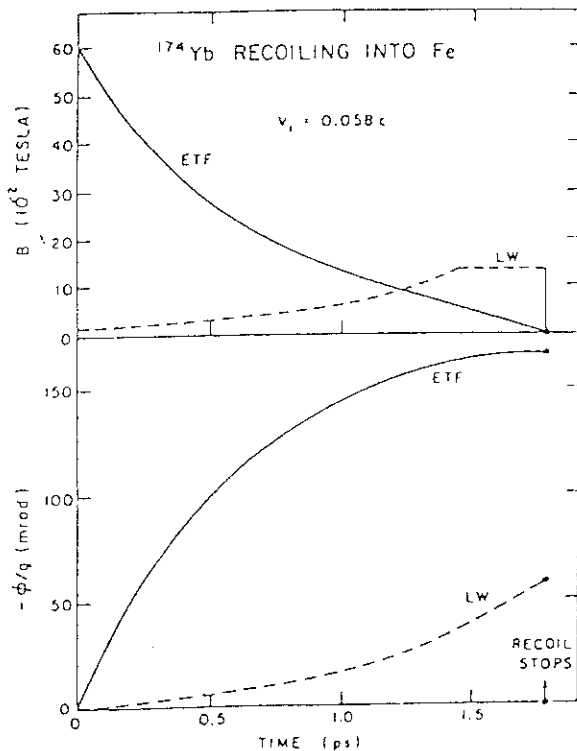


図 1: Transient Field B と precession angle ϕ の時間依存性。破線は Lindhard-Winther の理論値 [1]。

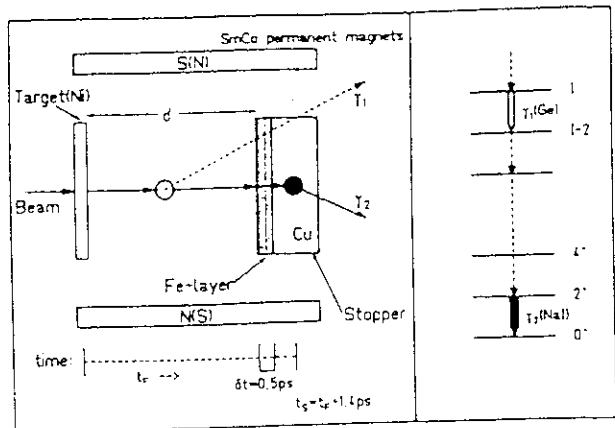


図 2: 測定法の原理図。target から飛び出した生成原子核は距離 d を飛行後鉄中を通過し stopper で停止する。鉄を磁化するために永久磁石が置かれている。目的の準位より上の準位が飛行中に放射した γ 線 γ_1 と下の準位が停止後に放射した γ 線 γ_2 で coincidence gate をかけると目的の準位が鉄中を通過した event が得られる。[2]

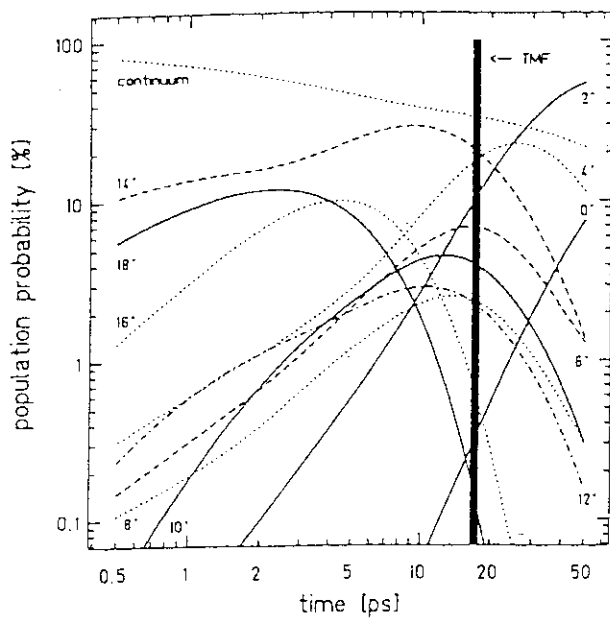


図 3: ^{160}Yb の population probability の時間依存性。黒い帯は Transient magnetic Field の生じる部分、この場合幅は 0.5[ps]。[2]

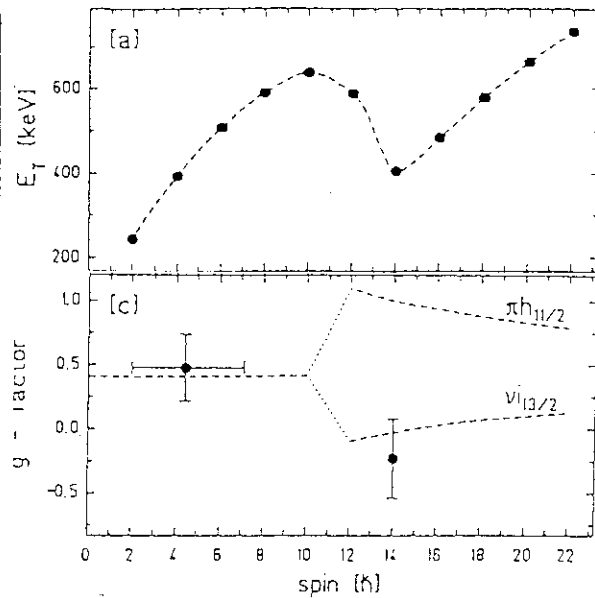


図 4: ^{160}Yb の E_γ と g -factor のスピン依存性。s-band の bandhead のスピンを i , $g_R = Z/A$ とするとスピン I での回転整列状態の g -factor は $g(I) = g_R + (g_i - g_R)i/I$ 。ここで g_i は回転整列した核子の g -factor 。回転整列した核子が $\nu_{i_{13/2}}$ の場合と $\pi h_{11/2}$ の場合の計算値を点線で示す。測定値は $\nu_{i_{13/2}}$ の回転整列であることを示唆する。

References

- [1] J.Lindhard and A.Winther, Nucl.Phys. A166 (1971) 413
- [2] D.Ward, O.Häusser, H.R.Andrews and P.Taras, Nucl.Phys. A330 (1979) 225
- [3] E.Lubkiewicz, H.Emling, H.Grein, R.Kulesa, R.S.Simon, H.J.Wollersheim, Ch.Ender, J.Gerl, D.Habs and D.Schwalm, Z.Phys. A335 (1990) 369
- [4] U.Birkental, A.P.Byrne, S.Heppner, H.Hübel, W.Schmitz, P.Fallon, P.D.Forsyth, J.W.Roberts, H.Kluge, E.Lubkiewicz and G.Goldring, Nucl.Phys. A553 (1993) 527c
- [5] F.Brandolini, N.H.Medina, D.Bazzacco, R.Burch, R.menegazzo, P.Pavan, R.V.Ribas, C.Rossi-Alvarez, M.Ionescu-Bujor, M.De Poli, Int.Conf.on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at low excitation energies, Antibes, France, Jun.'94 Ed.by M.Vergnes, et al., pg.123

21. Correlated two-photon coincident peak from $^{82}\text{Sr } e^+ + \text{Th}$ interactions

坂井光夫 (核研)

M.Sakai

Institute for Nuclear Study, University of Tokyo, Tanashi-shi, Tokyo 188, Japan

T.Komatsubara, J. Mukai, J.Lu and K. Furuno
Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

A very narrow 330.3-keV electron line has been observed in $e^+ + \text{Th}$ interactions and postulated to originate from e^+e^- pair decay of the unknown neutral object X^0 . If it is the case, we can expect two photon decay mode. To confirm the prediction, we have carried out coincidence experiments to look for correlated equal-energy photons. Indeed, we have observed a coincident peak at 842.5 ± 1.0 keV. As the energy is close to the expected photon energy of $841.3 \text{ keV} (330.3 \text{ keV} + mc^2)$, we might take the peak as a promising candidate for the searched peak. The production cross section was found to be $\sigma = 7.2 \pm 3.9 \mu\text{b}$. By using this value together with the reported $\sigma(e^+e^-)$, we set $\sigma(2\gamma)/\sigma(e^+e^-)$ to be $4.8(1 \pm 0.56 \pm 0.25) \times 10^{-5}$. Because it is an important, if still inconclusive at this statistical level, new observation, we report it briefly.

A very narrow 330.3 ± 0.4 -keV electron line in $e^+ + \text{Th}$ interactions has been observed by three independent measurements with different experimental specifications¹⁻⁴). The production cross section was determined to be $149(1 \pm 0.13 \pm 0.25) \text{mb}^4$). It was postulated as the decay partner of the e^+ line in the e^+e^- pair decay of the unknown neutral object X^0 , because the energy is close to the half of the sum energy of 640 ± 10 keV of a peak among five peaks observed in heavy ion collisions at Gesellschaft fur Schwerionenforschung(GSI)^{5,6}). According to the QED, we can expect an alternative decay mode, in which X^0 decays by emitting 180^0 correlated equal-energy two photons in place of a e^+e^- pair. If X^0 is a spinless and pseudo scalar particle and couples to the photons indirectly via electrons and other charged particles, the branching ratio R of the competing decay modes, $\sigma(X^0 \rightarrow \gamma\gamma) / \sigma(X^0 \rightarrow e^+e^-)$ would be given by the following formula⁷):

$$R = \sigma(X^0 \rightarrow \gamma\gamma) / \sigma(X^0 \rightarrow e^+e^-) \geq (\alpha/\pi)^2 (M/m_e)^2 (1 - 4m_e^2/M^2)^{-1/2}, \quad 1)$$

where M stands for the mass of X^0 and the inequality represents the possibility of coupling to other charged particles beside the electron. In the case of $E = 330 \text{keV}$, the R calculated is $\geq 7.4 \times 10^{-5}$, so that $\sigma(\gamma\gamma)$ is given $\geq 11(1 \pm 0.13 \pm 0.25) \mu\text{b}$. The energy of the expected two photons, E_γ , is deduced with the formula of $E_\gamma = E_{e^-} + mc^2$ and given 841.3 ± 0.4 keV.

The search for the relevant 841.3 -keV 180^0 correlated photons by means of γ - γ coincidence experiments is vital in the following two senses. First, if it is discovered, it would provide a strong support for the hypothesis of the origin of the electron line, that is, the decay partner of e^+ , because the electron line itself does not provide an evidence of two body decay because it was observed by singles experiments. In other words, γ - γ coincidence experiments are complimentary to e^+e^- coincidence experiments. Second, R depends sensitively on the properties of coupling of X^0 to other charged particles, so that the determination of the ratio could impose a crucial constraint for X^0 models.

In order to search for the expected photon pairs, we carried out γ - γ coincidence experiments by using the Tsukuba Ball at University of Tsukuba. It consists of six Ge detectors, three detector pairs denoted by ab, cd and ef being aligned back to back and their axis intersecting each others by 63.4° . Detectors, each about 5.9-cm diam by 6.5-cm long, were surrounded by bismuth germanate (BGO) anti-Compton shields. Absorbers of 5.0-mm lead and 0.5-mm tin plates were placed in front of each detector. Also, each detector was provided with a 3-cm long hollow conical lead plug which insured an effective 90° half-angle opening into the Ge detector. A positron emitter of ^{82}Sr was made in a thin disk form. It was protected from contamination by a mylar sheet of 100 μm thick overcoating on each side. It was provided by MAP Medical Technologies Oy at Jyvaskyla, Finland. The initial intensity of the ^{82}Sr activity was 4.1 MBq and the content of ^{85}Sr produced as a contaminant by the $^{85}\text{Rb}(p,n)$ and $^{87}\text{Rb}(p,3n)$ reactions was found to be 60% of ^{82}Sr . A source target assembly was made by sandwiching the source between 6mm ϕ rolled thorium of 1.35 g/cm^2 thickness.

Measuring period was 20 days and total number of the used positrons was 4.1×10^{12} . Counting rates in the Ge detectors were of $1.4 \times 10^4/\text{s}$. A pile-up rejecter was installed in the electronic system of each detector to reduce the background resulting from overwhelming annihilation radiations. All coincidences between any two detectors were recorded in event mode. We analyzed the data by making a (E1E2) two dimensional event map and sorting in the direction of $E1+E2=\text{const}$, namely, perpendicular to the diagonal line. As the genuine events should be on the 45° diagonal line, we set a sorting gate defined by $|E1-E2| \leq 4 \text{ keV}$. The gated spectrum of the relevant energy region was presented in Fig.1. We notice clearly a pronounced peak at $842.5 \pm 1.0 \text{ keV}$. The energy agrees fairly well with the value deduced above.

The background is mostly originated by the coincidence of 511-keV pile-up pulses. In this case, the background count, $B(E1E2)$, of an event bin can be computed by the widely accepted formula:

$$B(E1E2) = \frac{\sum_{E_j} N(E1E_j) \times \sum_{E_i} N(E_iE2)}{\sum_{E_i E_j} N(E_i E_j)} \quad , \quad 2)$$

where $N(E_1E_2)$ stands for experimental count. The computation was executed in the square region of $E_1(780\text{keV}-1000\text{keV}) \times E_2(780\text{keV}-1000\text{keV})$. The background map thus constructed was used for making a background simulation spectrum. The spectrum resulting from the same sorting procedure is shown as a smooth curve in Fig.1(a). A large background observed in the region around 850keV results from the coincidence of 511-keV photo and Compton(340keV) pile-up pulses. The peak area of the 842.5 peak was found to be 6.7 ± 3.6 .

Assuming the 841-keV peak to be genuine, we deduced the production cross section with use of the same assumptions as those employed in the previous electron papers^{1,2,3}). First, the neutral objects are created by the positrons above the threshold energy, E_{th} , with an energy-independent cross section, where we define $E_{th}=2E_\gamma$. Second, the decay photons are emitted isotropically. An ingenious and reliable procedure for deducing the cross section is to use the coincident peak of the 697keV-698keV nuclear cascade γ rays as a standard reference peak. Being their energy almost the same, the coincidence peak locates on the diagonal line. If we take the ratio R of $N_{2\gamma}$ and $N_{\gamma-\gamma}$, the source intensity and the count reduction factor of the pile-up rejecter are canceled out and we obtain a following simple formula:

$$\frac{N_{2\gamma}(841)}{N_{\gamma-\gamma}(697-698)} = \frac{[m\eta l] \times 10^{-3} \div 232 \times 6.0 \times 10^{23} \times \sigma}{b(1 + \Delta)W(\theta)\Omega} \cdot \frac{\epsilon^2(841)}{\epsilon^2(697-698)}, \quad 3)$$

where $N_{2\gamma}$ and $N_{\gamma-\gamma}$ stand for the intensity of the 841-keV peak and of the cascade peak, respectively. The meaning of the symbol in the formula is following.

ϵ^2 : square of the effective detector efficiency for three pair detectors.

It includes the photon absorption in the target and in the absorber and the crystal efficiency. We obtained $\epsilon^2(841)=3.63 \times 10^{-2}$ and $\epsilon^2(697-698)=3.71 \times 10^{-2}$, respectively.

b : branching ratio of the relevant cascade decay chain. The figure of 4.4×10^{-4} was taken from ref.8.

Δ : contribution of coincidence events of the Compton tail of the strong 776-keV transition with the photopeak of the relevant gamma rays. It was determined to be 0.05.

$W(\theta)$: angular correlation function of the relevant cascade gamma rays. It was obtained by using the nuclear properties of the relevant transitions in the Table of Isotopes⁹⁾ and given as
 $W(\theta)=1+0.213P_2(\cos(\theta))+0.326P_4(\cos(\theta))$. Then, $W(0)=1.5$.

Ω : solid angle of the detector. It was 6.16×10^{-3} .

$m\eta l$: effective target mass for production in units of mg/cm^2 .

m : target thickness in mg/cm^2 .

η : fraction of positron spectrum above E_{th} .

l : positron effective path length in the target.

In case of thin target as used in electron measurements, we can calculate $m\eta l$ to a good approximation by treating each quantity separately. However, in the case of bulk target as in the present experiments, these quantities interweave each others, so that we employed the following procedure. Positrons with energy of E_{e^+} continue to produce X^0 along a flight path l until they lose the energy of $E_{e^+} - E_{\text{th}}$. The flight path was calculated by range-energy table. Then, we integrate l numerically in a function of positron energy and emission angle by taking into account the positron spectral distribution. We also considered the edge effect that the activity near the periphery does not fully interact with the target. We obtained $m\eta l = 247 \text{ mg/cm}^2$. The calculated value could contain certain errors because we ignore the effects of positron straggling and back scattering in the target. Introducing these numerical values into eq.3, we found $N_{2\gamma}/N_{\gamma-\gamma} = 1.43 \times 10^{26} \sigma$. Being $N_{2\gamma} = 6.7 \pm 3.6$ and $N_{\gamma-\gamma} = 4950 \pm 70$, we obtained $\sigma = 7.2 \pm 3.9 \mu\text{b}$. The value was cross checked by comparing it with the one calculated by using source intensity, reduction factor of the pile-up rejecter, $\epsilon^2(841)$, $m\eta l(841)$ and etc.. We found σ to be $7.1 \pm 3.8 \mu\text{b}$. The concordance of the two cross sections deduced with different procedures insures the validity of the values. With the use of $\sigma(2\gamma) = 7.2 \pm 3.9 \mu\text{b}$ and $\sigma(e^+e^-) = 149(1 \pm 0.13 \pm 0.25) \text{ mb}^4$, which is the value averaged over those reported in the previous papers, we obtained $\sigma(2\gamma)/\sigma(e^+e^-) = 4.8(1 \pm 0.56 \pm 0.25) \times 10^{-5}$. This value is smaller than the lower bound of 7.4×10^{-5} obtained by eq.1. The conspicuous difference of the experimental specification between electron and gamma experiments is the thickness of the Th targets. In the electron experiments we used Th targets of 1.4 mg/cm^2 while in $\gamma-\gamma$ experiments 1.35 g/mm^2 bulk target was employed. So far, we have assumed that the cross section is energy independent. In electron experiments, positrons

emitted from the source interact immediately with the target without energy loss. On the other hand, in the case of bulk target, most positrons interact with the target after losing energy in traverse in the target. If we postulate that the cross section is an increasing function of the positron energy, the cross section deduced from the experiments with bulk targets is naturally to be smaller than those in the case of the thin target. However, it is a simple minded speculation. As the peak is of less than 2σ level, the peak energy is 1.2 keV different from the expected value of 841.3 keV and the cross section is considerably smaller than the theoretical value, we can not exclude at the moment the possibility of the 841-keV line being spurious. In case that we really observed the expected peak, the branching ratio close to the theoretical lower bound implies that X^0 might interact merely with the electron and not couple to other charged particles.

The present difficulty mainly results from the low yield of the genuine events and the large background caused by the coincidence of 511-keV photo and Compton pile-up pulses on which the relevant peak is unfortunately superimposed. To clarify this ambiguous situation, we will pursue experimental investigation in the near future by increasing number of detectors and improving coincidence resolving time for reducing the background.

We acknowledge the help to I.Sugai(INS) for target preparation and to G.Muto(KEK) for computational assistance. Also, we are indebted to J.Kumpulainen(MAP Medical Technologies Oy, Jyvaskyla) for source preparation. We would like to thank Y.Shida(INS) and S.Shimizu(KEK) for valuable discussions. Finally, we would present our thanks to L. Esaki, Rector of the University of Tsukuba for a financial support.

Figure Caption

Fig.1 Coincidence spectra. It is taken with the sorting gate of $|E_1-E_2|\leq 4$ keV. Smooth curve is the background simulation spectrum obtained by sorting the same sorting gate (see text).

References

- 1) M. Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, and T.Miura, Phys. Rev. C38, 1971 (1988)
- 2) M. Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, S.Muto, Y.Gono and S.Chojnacki, Phys. Rev. C44, 944 (1991)
- 3) M.Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, Y.Gono, T.Miura, S.Shimizu, and S.Chojnacki, Phys. Rev. C47, 1595 (1993)
- 4) M. Sakai, Y.Fujita, M.Imamura, K.Omata, S.Ohya, S.Muto, Y.Gono and S.Chojnacki, Proc. Int.Symp. on Nuclear Physics of our Time, edited by A.V.Rammayya (World Scientific 1993) p.313.
- 5) T.Cowan, H.Backe, M.Begemann, K.Bethge, H.Bokemeyer, H.Folger, J.S.Greenberg, H.Grein, A.Gruppe, Y.Kido, M.Kluver, D.Schwalm, J.Schweppe, K.E.Stiebing, N.Trautmann, and P.Vincent, Phys. Rev. Lett.54, 1761(1985)
- 6) W. Koenig, E.Berdermann, F.Bosch, S.Huchler, P.Kienle, C.Kozuharov, A.Schroter, S.Schuhback, and H.Tsertos, Phys. Lett. B218, 12(1989)
- 7) A. B. Balantekin, Proc. of the XIth Oaxtepec Symposium on Nuclear Physics, Oaxtepec, Mexico, January 1988, Mad/NT/88-02
- 8) R. A. Meyer et al. Phys. Rev.27, 2117(1983)
- 9) Table of Isotopes, edited by C.M.Lederer and V.S.Shirly(Wiley,New York,1978)

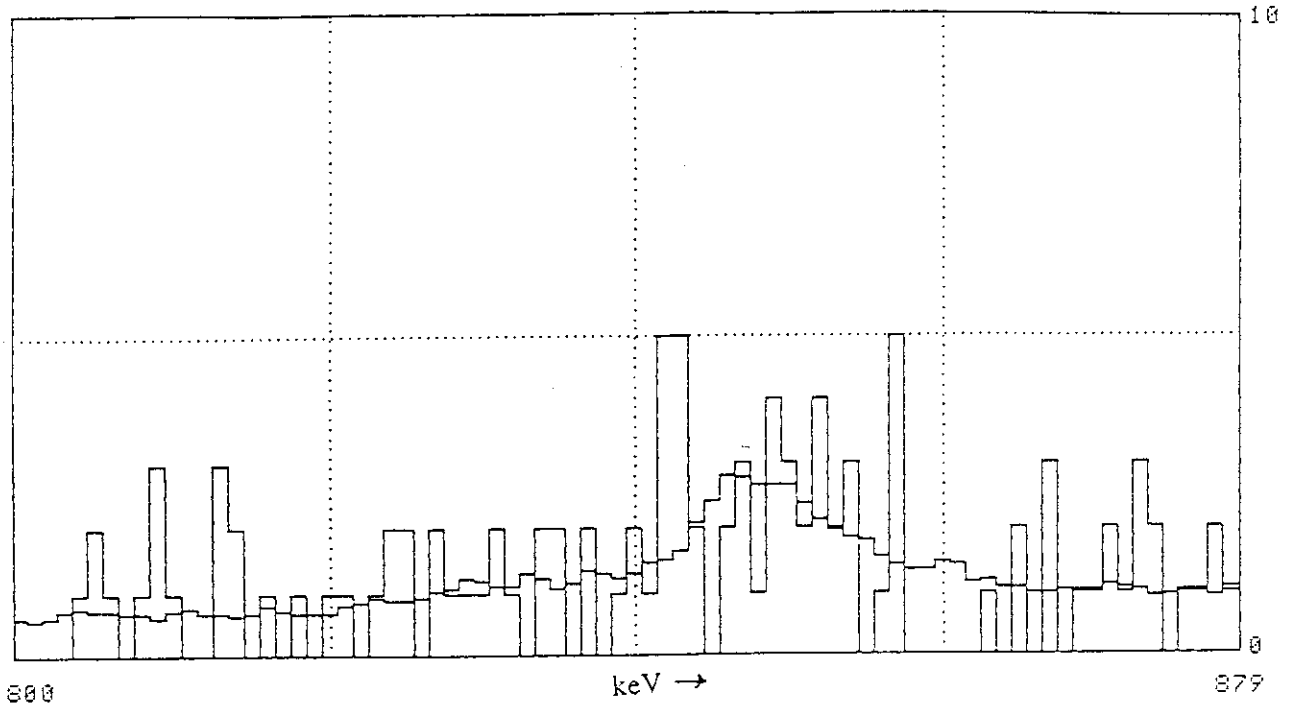


Fig.1

22. Neutron capture of nuclei far from stability

A. Mengoni^{a,b1}, T. Otsuka^{a,c}, and M. Ishihara^{a,c}

^{a)}RIKEN, Radiation Laboratory, 2-1 Hirosawa, Wako, Saitama 351-01, Japan

^{b)}ENEA, Applied Physics Section, v. Don Fiammelli 2, 40128 Bologna, Italy

^{c)}The University of Tokyo, Department of Physics, Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113, Japan

ABSTRACT

The neutron direct radiative capture (DRC) process and the related model based on its assumptions have been investigated and employed in the calculation of capture cross sections for a family of Carbon isotopes ranging from mass number $A=12$ to $A=18$. The importance of incident p - and d -wave neutron capture, in addition to the commonly adopted s -wave capture, is highlighted. Using the DRC model we provide Maxwellian averaged capture cross sections at temperatures of interest for stellar nucleosynthesis as well as for inhomogeneous big-bang model calculations.

[*Subject headings:* Neutron radiative capture – direct capture – neutron rich nuclei – Maxwellian averaged cross section.]

1 Introduction

The study of the properties of nuclei far from stability is one of the most challenging tasks of modern experimental as well as theoretical nuclear physics. Some of the properties of light neutron- and proton-rich nuclei can be experimentally investigated using the radioactive nuclear beam (RNB) facilities presently available[1]. Thus, the predictability of model calculations has been sensibly improved due to the information obtained from experimental results. The recent studies on the (neutron) halo and skin structures of drip-line nuclei are significant examples of these developments.

On the other hand, it has been recently proposed[2, 3] to use the neutron capture reaction channel (or its inverse, the coulomb dissociation) to study some peculiar structure property of stable or near-stable nuclei. This has been shown to be possible because in the neutron capture process, the wave function component on and outside the nuclear surface, directly enters in the matrix elements for the γ -ray emitting transition (see below), hence its role can be detected in a capture cross section measurement. Moreover, the spectroscopic factor of the final capturing state can be deduced from the capture cross section. Of course there are certain conditions which must be satisfied in order to apply this method. In particular, the condition that the density of levels has to be low enough to exclude the presence of nuclear compound states in the incident neutron energy region must be satisfied. The capture process which takes place under such conditions has been called the direct radiative capture (DRC) process.

Once that the calculation technique has been established and quantitatively tested for

¹STA Research Fellow. e-mail: mengoni@rikvax.riken.go.jp

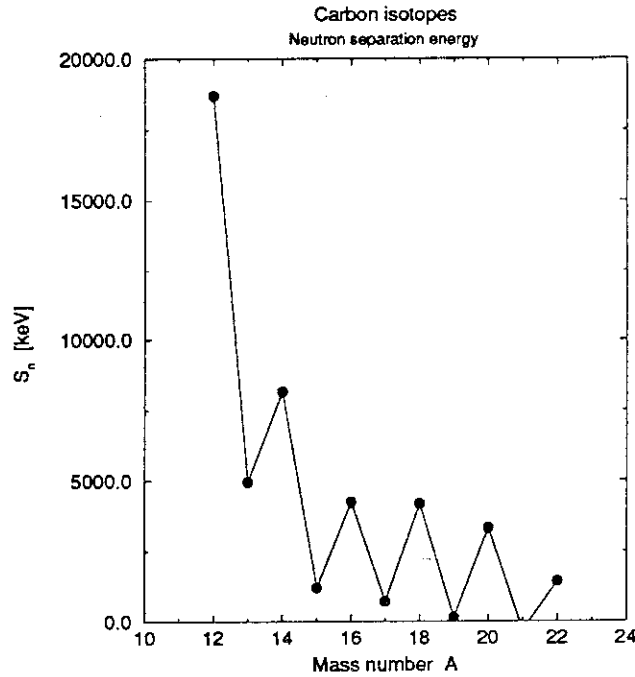


Figure 1: Neutron separation energies of the Carbon isotopes from mass numbers $A=12$ to $A = 22$ (from [5]). ^{21}C is unbound.

nuclei close to the stability line[2, 3], one can proceed further and apply the same method to unstable neutron-rich nuclei. In this respect, it has been known for some time[4] that, whenever the capture process takes place at excitation energies with particularly low density of states, the capture mechanism maybe dominated by a DRC process. There are at least two situations in which this requirement can be met: in light nuclei and in medium-mass or heavy neutron-rich nuclei. In fact, as the neutron drip-line is approached, the neutron binding energy is drastically reduced (see Figure 1) making the level density low enough to strongly hinder the compound nucleus component of the capture process. Under these condition, we can predict the capture cross section with a certain degree of reliability, also for nuclei which are not reachable experimentally. It is our aim here to provide the neutron capture reaction rates for a chain of unstable neutron-rich Carbon isotopes, in particular for applications in nuclear astrophysics, where we still must rely on model calculations for many of the required nuclear reaction rates needed for example in stellar and/or primordial nucleosynthesis calculations[6].

The basic relations of the DRC model are as follows: the total capture cross section, for transitions $i \rightarrow f$, is given by

$$\sigma_{n,\gamma} = \frac{16\pi}{9\hbar} \bar{e}^2 \sum_f k_\gamma^3 |Q_{i \rightarrow f}^{(1)}|^2 \quad (1)$$

where $k_\gamma = \epsilon_\gamma/\hbar c$ is the γ -ray wave number corresponding to the γ -ray energy ϵ_γ emitted in each transition and $\bar{e} = -eZ/A$ is the E1 effective charge for neutrons. The cross section

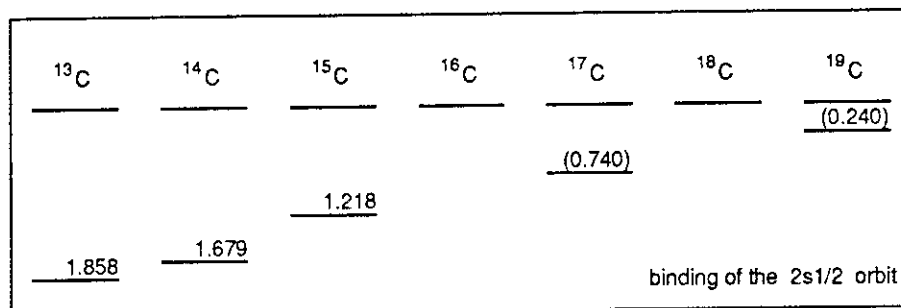


Figure 2: $2s_{1/2}$ orbits in Carbon isotopes. The assignment for ^{17}C and for ^{19}C is ambiguous (see text).

is, therefore, essentially determined by the matrix elements

$$Q_{i \rightarrow f}^{(1)} = \langle \Psi_f | \hat{T}^{E1} | \Psi_i \rangle \quad (2)$$

where $\hat{T}^{E1} = rY^{(1)}(\theta, \phi)$ is the electric dipole operator. The initial state wave-function Ψ_i is given by a unit-flux incoming wave in the entrance channel scattered at the origin by the neutron-nucleus potential and the final state wave-function, Ψ_f , represents the residual nucleus final (bound) state. In our formulation of the DRC process, the initial state scattering wave function is derived from the collision matrix of an interacting potential identical to the potential derived for the bound state. The potential is assumed to be of Wood-Saxon shape with radius parameter $r_0 = 1.236$ fm, diffuseness $d = 0.6$ fm and with a spin-orbit coupling $V_{so} = 7$ MeV. The well-depth is adjusted to reproduce the binding energy of the bound s -orbit (see below). This procedure has shown to produce reliable results for the $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ cross section calculations[3] and therefore has been adopted in the present analysis for the calculation of the other isotopes too.

2 Structure of the bound states of $^{13,15,17,19}\text{C}$

The binding energies of the $2s_{1/2}$ orbits in the series of Carbon isotopes under consideration here are shown in Figure 2. These are very important quantities because in the keV incoming neutron energy region, the (n, γ) DRC process is dominated by the $p \rightarrow s_{1/2}$ (E1) transition. It is therefore necessary to know the binding energy of the $2s_{1/2}$ orbit and consequently its wave-function to calculate $\sigma_{n, \gamma}$. It has to be noted that, while the location and the spectroscopic strength of the $2s_{1/2}$ and $1d_{5/2}$ orbits for ^{13}C and ^{15}C is unambiguous, the assignment $J^\pi = 1/2^+$ as ground state in ^{17}C is uncertain. In fact, if for the ^{19}C case, it has been shown[7] that the ground-state has a halo structure, making the $1/2^+$ assignment most likely, for ^{17}C the same conclusion could be questioned. Another peculiarity of the structure of the nuclei in the isotope-chain under consideration is the energy difference $E(1d_{5/2}) - E(2s_{1/2})$. This quantity is 766, 536 and 740 keV, respectively for ^{13}C , ^{14}C and ^{15}C . In all cases, the $2s_{1/2}$ orbit is lower than the $1d_{5/2}$. Again, should the assignment of the ground-state of ^{17}C and ^{19}C be consistent with $1/2^+$, one would have the $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{5/2}$ inversion to hold over all the isotope chain.

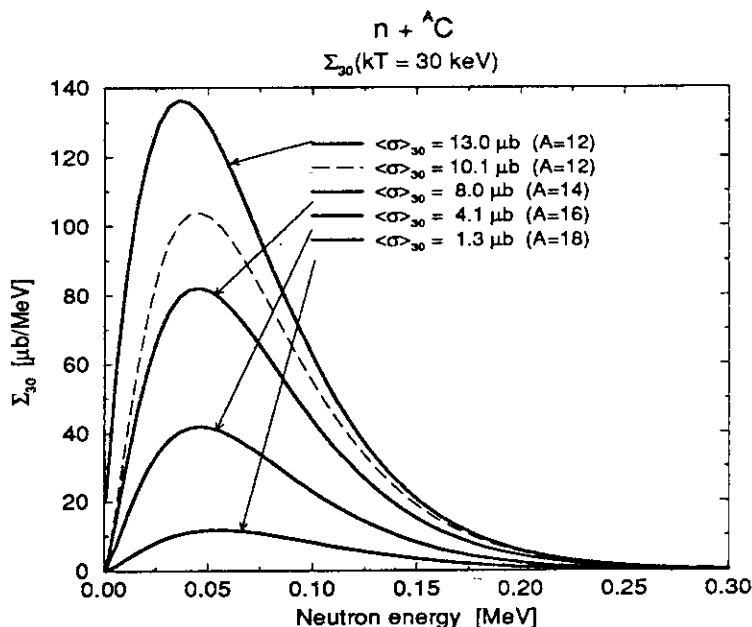


Figure 3: Astrophysical Σ -factor for $n + {}^{12,14,16,18}\text{C}(n, \gamma)$ and $kT = 30$ keV. In the case of $n + {}^{12}\text{C}(n, \gamma)$, the component due to incoming p - and d -wave neutrons is shown separately (dashed line) from the total (including s -wave) value.

3 Results and final remarks

The Maxwellian averaged neutron capture cross section for a temperature kT , is given by

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{kT}}{v_T} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^2} \int_0^{\infty} E \sigma_{n,\gamma}(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE. \quad (3)$$

It is convenient to define, in analogy to charged particle reaction S -factor, an astrophysical factor which we will call Σ -factor, as

$$\Sigma_{kT}(E) \equiv \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{(kT)^2} E \sigma_{n,\gamma}(E) e^{-\frac{E}{kT}} \quad (4)$$

in such a way that the averaged cross section will be simply given by the integral

$$\frac{\langle \sigma v \rangle_{kT}}{v_T} = \int_0^{\infty} \Sigma_{kT}(E) dE. \quad (5)$$

A short-hand notation for the Maxwellian averaged capture cross section often adopted is given by $\langle \sigma \rangle_{kT}$. The results of our calculations are shown in Figure 3. There we have plotted the $\Sigma_{30\text{keV}}$ factor for the reactions $n + {}^{12,14,16,18}\text{C}(n, \gamma)$. The $\langle \sigma \rangle_{30\text{keV}}$ values are to be compared with:

- $\langle\sigma\rangle_{30} = 14.8 \pm 1.0 \mu b$ ($A=12$). Experimental value from Ref. [8].
- $\langle\sigma\rangle_{30} = 1.87 \pm 0.43 \mu b$ ($A=14$). Experimental value from Ref. [9].
- $\langle\sigma\rangle_{30} = 8.4 \mu b$ ($A=14$). Calculated value from Ref. [10].

The results of our calculations can be considered satisfactory for the $n + {}^{12}\text{C}(n, \gamma)$ case. In the figure, we show separately the contribution due to incoming p - and d -wave neutrons from the total (including s -wave). It can be seen that the contribution due to s -wave neutrons makes up only 25% of the total. This illustrates explicitly the importance of p - and higher l -wave components in the capture channel, as already shown by recent experimental[8] as well as by theoretical results[2, 3].

The $n + {}^{14}\text{C}(n, \gamma)$ case is still ambiguous in the sense that our result is in agreement with the previous calculation by Wiescher *et al.*[10] which in turn is a factor of 4.5 larger than the only available experimental value of Beer *et al.*[9]. We can comment that the structure of ${}^{15}\text{C}$ seems particularly simple, with the only two bound states: the ground-state (with $J^\pi = 1/2^+$ and $S_{dp} = 0.88$) and an excited state at $E = 0.740$ keV (with $J^\pi = 5/2^+$ and $S_{dp} = 0.69$). The neutron separation energy is at $E = 1.218$ MeV with no other state up to $E = 3.105$ MeV. This structure guarantees that the DRC process dominates the capture mechanism. Therefore, the discrepancy of the calculated cross section with the experimental result remains to be understood.

Experimental data for $n + {}^{16,18}\text{C}(n, \gamma)$ are not available and, to our knowledge, the present is the first set of calculations for these reaction rates.

References

- [1] See for example: *Heavy Ion Collisions - Proceedings of the 3rd IN2P3-RIKEN Symposium*, T. Motobayashi, N. Frascaria, and M. Ishihara Eds., World Scientific, Singapore 1995.
- [2] T. Otsuka, M. Ishihara, N. Fukunishi, T. Nakamura and M. Yokoyama, *Phys. Rev. C* **49**, R2289 (1994).
- [3] A. Mengoni, T. Otsuka and M. Ishihara, submitted to *Phys. Rev. C*, (1995).
- [4] G. J. Mathews, A. Mengoni, F. K. Thielemann and W. A. Fowler, *Ap. J.* **270**, 740 (1983).
- [5] G. Audi and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* **A565**, 1 (1993).
- [6] T. Kajino, *Nucl. Phys.* **A588**, 339c (1995).
- [7] D. Bazin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3569 (1995).
- [8] T. Ohsaki, Y. Nagai, M. Igashira, T. Shima, K. Takeda, S. Seino, and T. Irie, *Ap. J.* **422**, 912 (1994).
- [9] H. Beer, M. Wiescher, F. Käppeler, J. Görres and P. E. Koehler, *Ap. J.* **363**, 387 (1992).
- [10] M. Wiescher, J. Görres and F. K. Thielemann, *Ap. J.* **363**, 340 (1990).

23. 原研レコイルマスセパレーターの現状

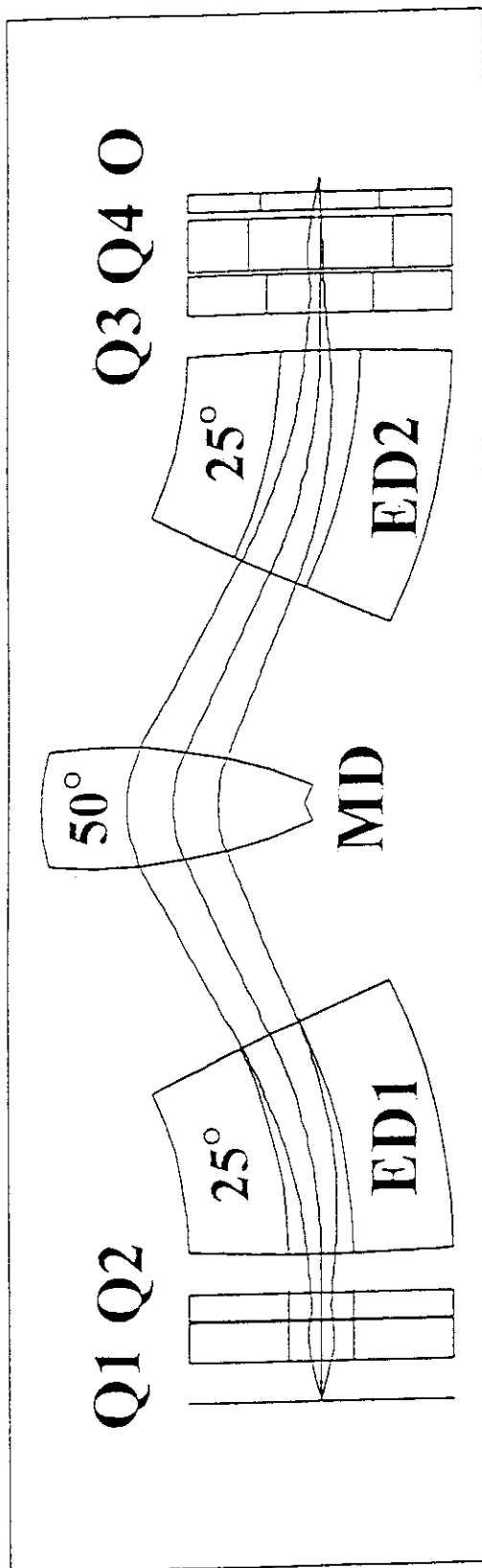
池添博 (原研)

原研タンデム加速器ブースターの実験装置として昨年から建設されていたレコイルマスセパレーターが4月に完成し、原研側に引き渡された。その後、高電圧印加テストを行い、7月と9月にビームによる性能試験を実施した。11月から新アイソトープの合成実験に使用される。ここでは、ビームによる性能試験の結果を報告する。

原研レコイルマスセパレーターは核融合反応での残留核を低バックグラウンドで測定するように設計されている。構成は図1に示したように2重4極電磁石 (Q_1, Q_2)、電場 (ED_1)、2極磁場 (MD)、電場 (ED_2)、2重4極電磁石 (Q_3, Q_4)、8極電磁石 (O) からなっている。この構成は、1次ビームと反応生成物の分離を良くするために電場-磁場-電場の組み合わせになっており、ロッチェスター大学、レニャーロ研究所 (イタリア)、アルゴンヌ研究所 (アメリカ) のものとほぼ同型である。ただし、1次ビームが ED_1 の陽極にあたって散乱するのを防ぐために、陽極を上下に10mm離して2分割してある。1次ビームは陽極に当たらないでその背面に設置したファラデーカップで止められる。これによって、通常問題になる散乱ビームによるバックグラウンドは抑えられ、さらにビーム電流のモニターができ実験をやりやすくしている。電極を分離したために生じる電場の乱れは分離部分に施したシムで補正され、陽極より2cm以上離れた部分の電場非一様性は 10^{-3} 程度に抑えられている。したがって電極間を12cmにして反応生成物は陰極から10cm部分を通過するように設計した。

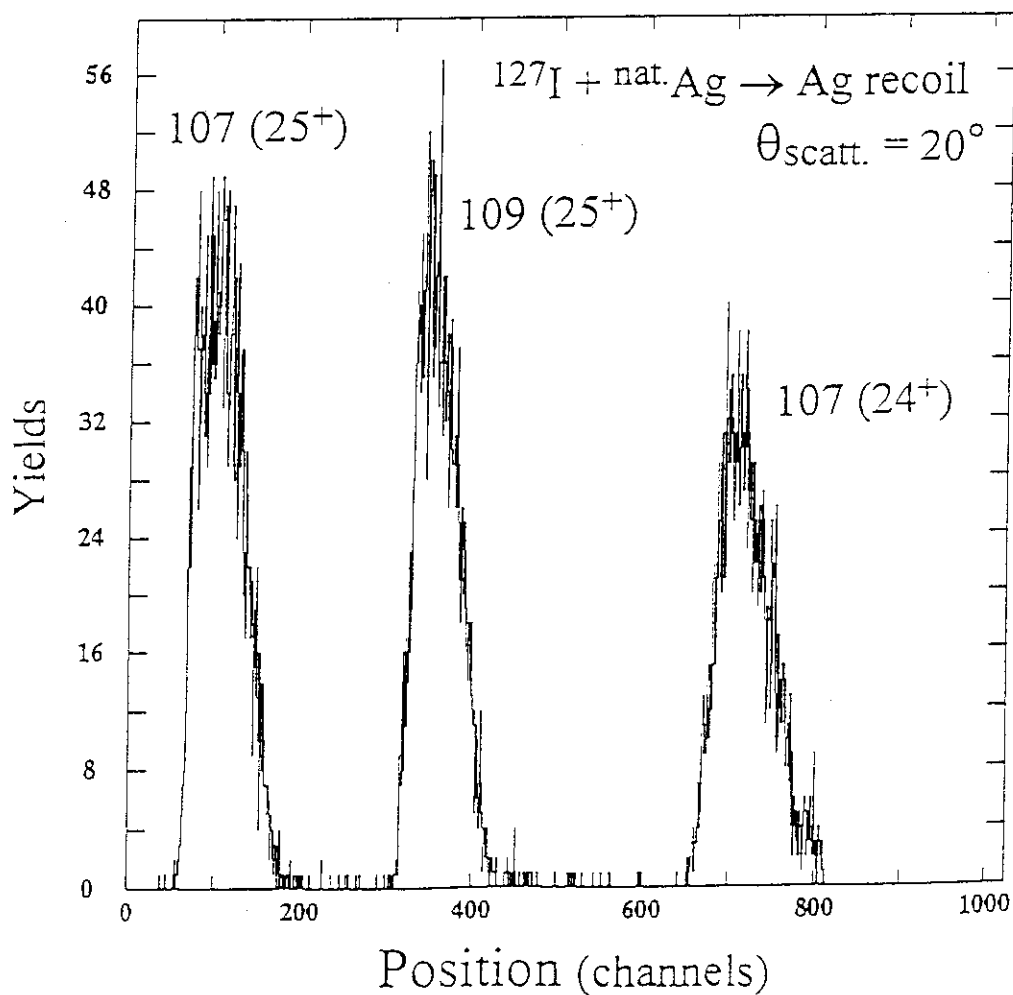
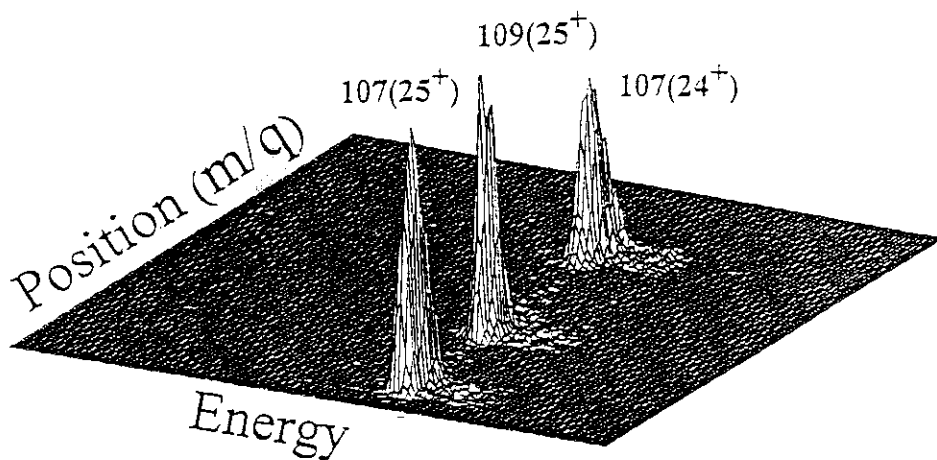
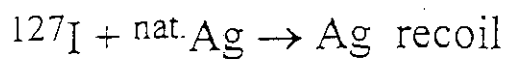
ビームによる性能試験は ^{127}I と ^{28}Si ビームを ^{59}Co 、 ^{89}Y 、 $^{\text{nat.}}\text{Ag}$ 、 $^{\text{nat.}}\text{In}$ に当て弾性散乱と融合反応を測定した。図2、3に測定結果を示す。図2は120MeVの ^{127}I による Ag のレコイルを散乱角度20度で測定した結果で、 Ag のアイソトープ107と109が良く分離されているのがわかる。図3は $^{28}\text{Si} + ^{89}\text{Y}$ 融合反応で生じる質量数110近辺の残留原子核をビーム方向 (散乱角度0度) で測定したものである。質量の分離は良く $A/\Delta A \sim 300$ が得られている。問題のバックグラウンドは極めて少なく、ビームのサブレッション比 3×10^{11} が得られた。この比はターゲットの質量数がビームのそれに近くなると一般に悪くなるが、 $^{28}\text{Si} + ^{59}\text{Co}$ 融合反応の場合でも 3×10^{10} が得られた。この結果はレニャーロのものやアルゴンヌのものにくらべても格段に優れており、 ED_1 の陽極を分割した効果が現れている。

レコイルマスセパレーターは低バックグラウンドの環境で目的の原子核を測定する装置であるため、未知アイソトープの合成や原子核と同時計測でガンマ線を測定できるなど核構造の研究に威力を発揮する。原研タンデム加速器ブースターを有効に使用し世界に先駆けた研究成果をあげるため多くの利用者を期待している。



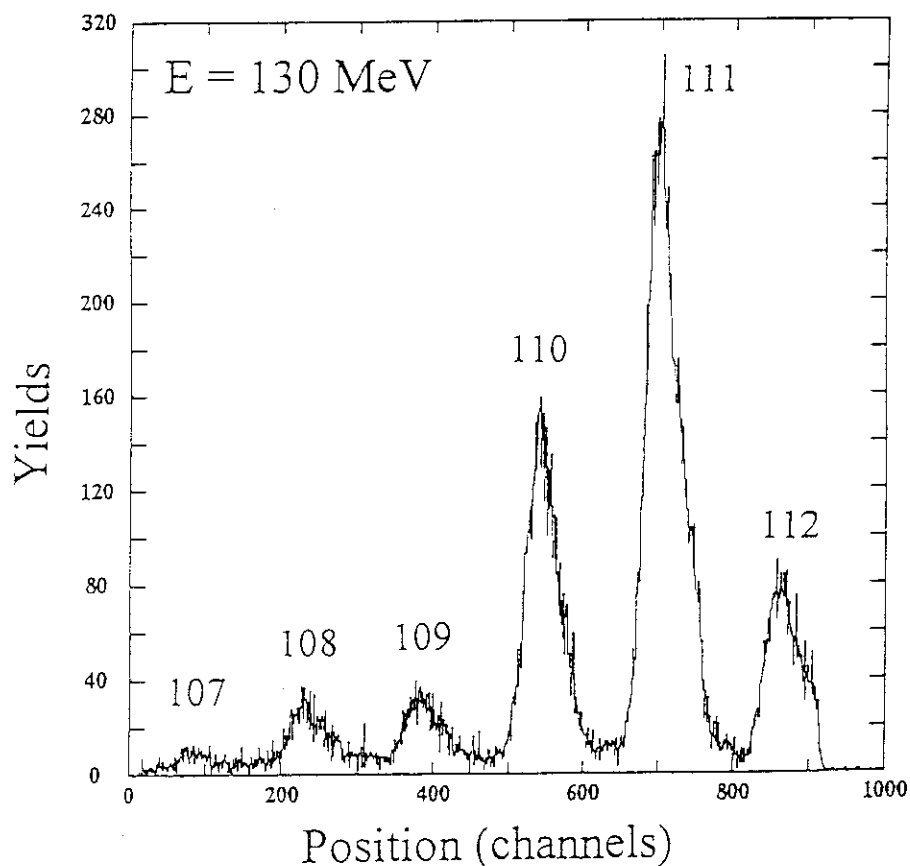
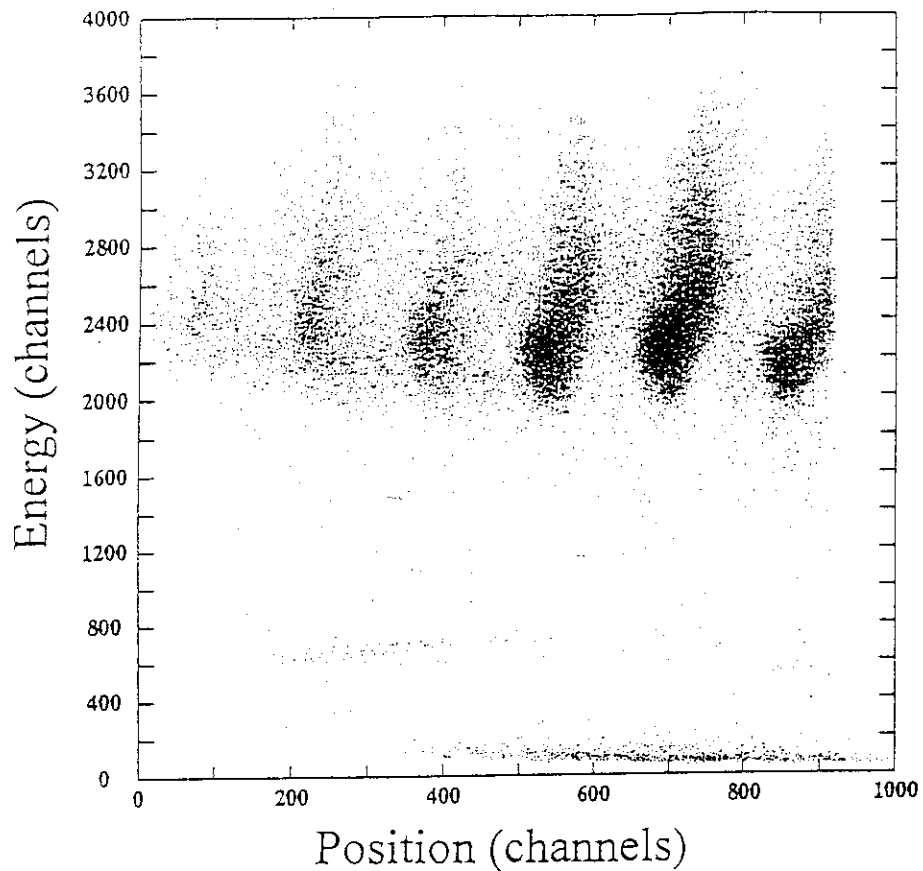
JAERI-RMS

図 1



☒ 2

$^{28}\text{Si} + ^{89}\text{Y} \rightarrow \text{fusion}$ $\theta_{\text{scatt.}} = 0^\circ$



☒ 3

24. 現在計画の現状

大島真澄 (原研)

現在計画の現状をハードウェアの整備、共同実験テーマ採択、今後のスケジュール、将来計画の項目についてその順に説明する。

1. ハードウェアの整備

現在計画のミニクリスタルボールの外観図を図1に示す（研究会時点ではまだ完成しておらず、9月の時点で撮影したもの）。ビームライン下流側から見た図で、右側が原研で新たに整備した5台の検出器（EURISYS社製、平均相対検出効率40%）、左側が筑波大学の6台の検出器（ORTEC社製、平均相対検出効率38%）である。図2にタンデムブースターターゲット室の平面図を載せる。ミニクリスタルボールは50度（BC）ビームラインに設置されている。

ガンマ線以外の検出器としてシリコンボールとクーロン励起用PSDがある。また、ボールの周囲にはクリスタルボールの付帯設備として液体窒素自動補給装置と液体窒素デューワー、エレクトロニクス回路系、データ収集用ワークステーション等を図2のように配置した。各々の詳細は以下の項に紹介されている。

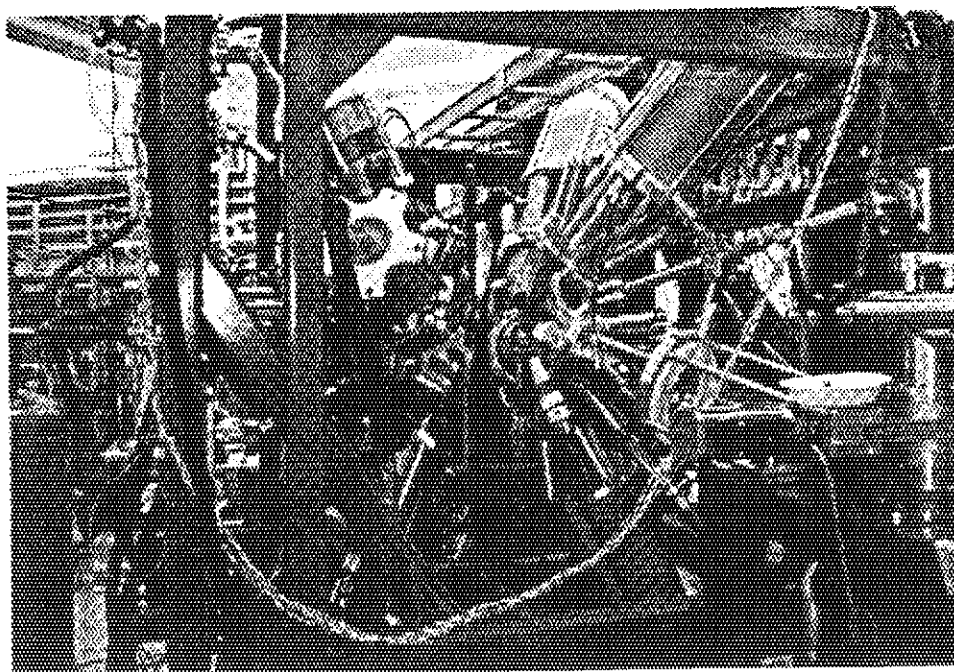


図1. ミニクリスタルボールの外観図（研究会後、平成7年9月に撮影したもの）。

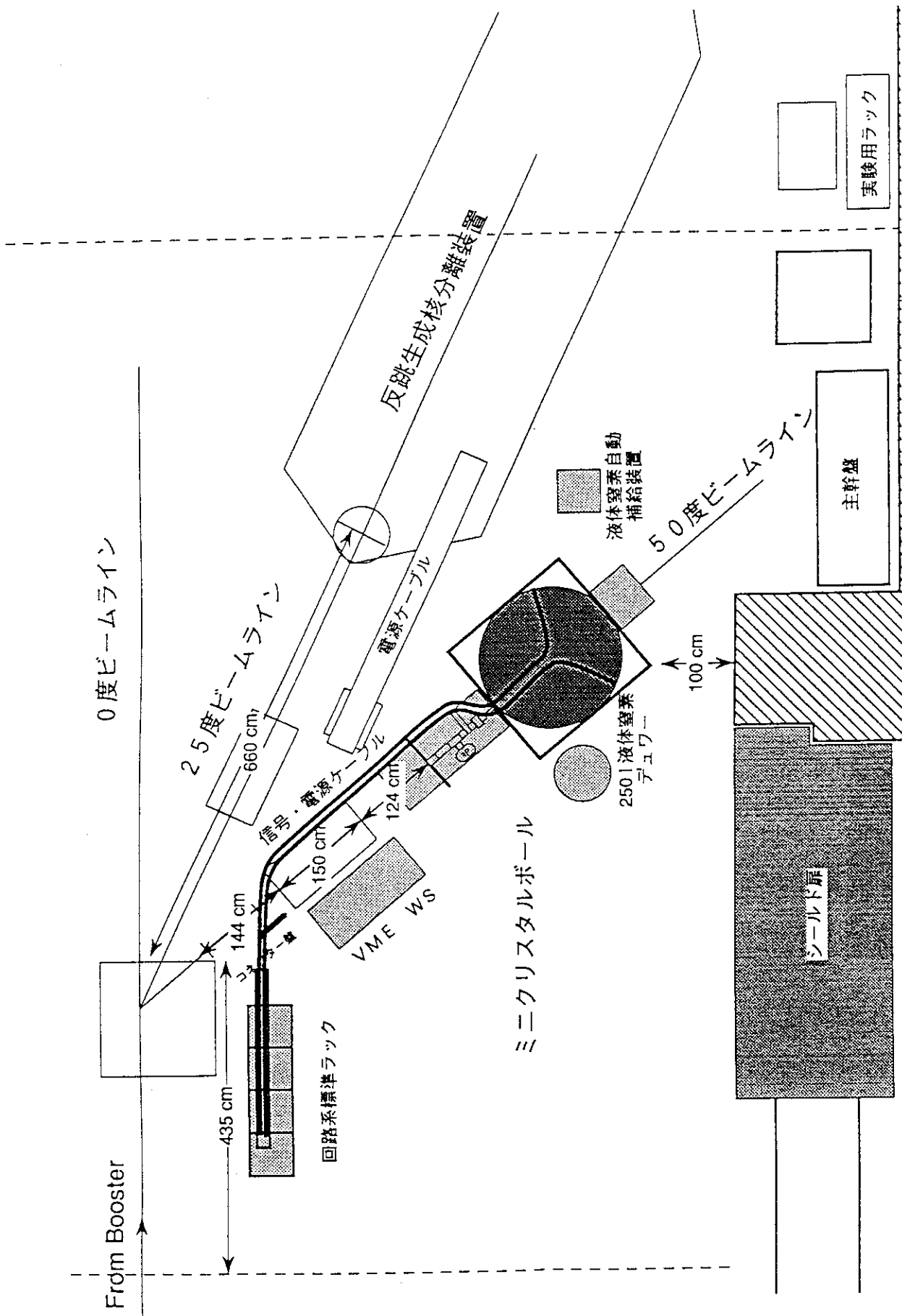


図2. プロスタターターゲット室平面図。

図3はミニクリスタルボール架台を中心とするビームラインコンポーネントの配置を示す。メンテナンスの都合上ユーザーが変更してもらっては困る部分と、ユーザーが用意すべき部分を分けて示した。ターゲットチェンバー内あるいはチェンバーのすぐ下流でビームを止め、下流側の排気系を使わないことも可能である。ただし、図3の最も上流側のビームラインバルブ近傍で 10^{-7} Torr 以下の真空度であることがビームを出す条件になっているので、排気系の使用・不使用は原研側担当者に充分相談されたい。下流側に置いたレーザー付きトランシットにより、ビームアラインメントを行う。ファラデーカップを上下することにより、ターゲット状態の確認も可能である。

図4にイーサネットLAN経路図を示す。タンデム制御室には既設のイーサネットLANがあるが、別項で紹介されるようにクリスタルボールのデータ収集系の1部をブースターターゲット室に置くために、制御室からターゲット室までのLANの延長を行った。液体窒素自動補給装置のモニター用パソコンもこのLANに接続され、所内の（場合によっては所外の）別エリアからのモニターが可能である。

2. 共同実験テーマ採択

表1に8月-12月のタンデムブースター実験申し込みテーマを載せる。（研究会の時点では申し込みまでであったが、この原稿の起稿時点において決定済みの結果も載せた。）共同実験運営委員会での調整後、所内調整委員会があり、最終的に6件23日の実験が採択された。予定したより採択日数が少なかったため、筑波大学の協力を得て2月からの次回サイクルでも共同実験を延長して行うこととした。

3. 今後のスケジュール

8月上旬に原研検出器をセットし、筑波大学検出器、回路系、データ収集系の搬入は8月下旬を予定している。ビーム実験スタートの日程に合わせて、回路系、データ収集系の調整を行う。

4. 将来計画

将来計画のクリスタルボールのデザインについて目下のところ前回の研究会で報告したものから変更はない。20台のクローバー検出器、12台の独立型検出器、2台のクラスター検出器の構成で、104個のゲルマニウム素子から成り、GAMMASPHERE, EUROGAM IIに近い規模である。ただし、概算要求中であり、認可される予算の規模によってそのデザインも大きく変わる可能性がある。

BC beam line

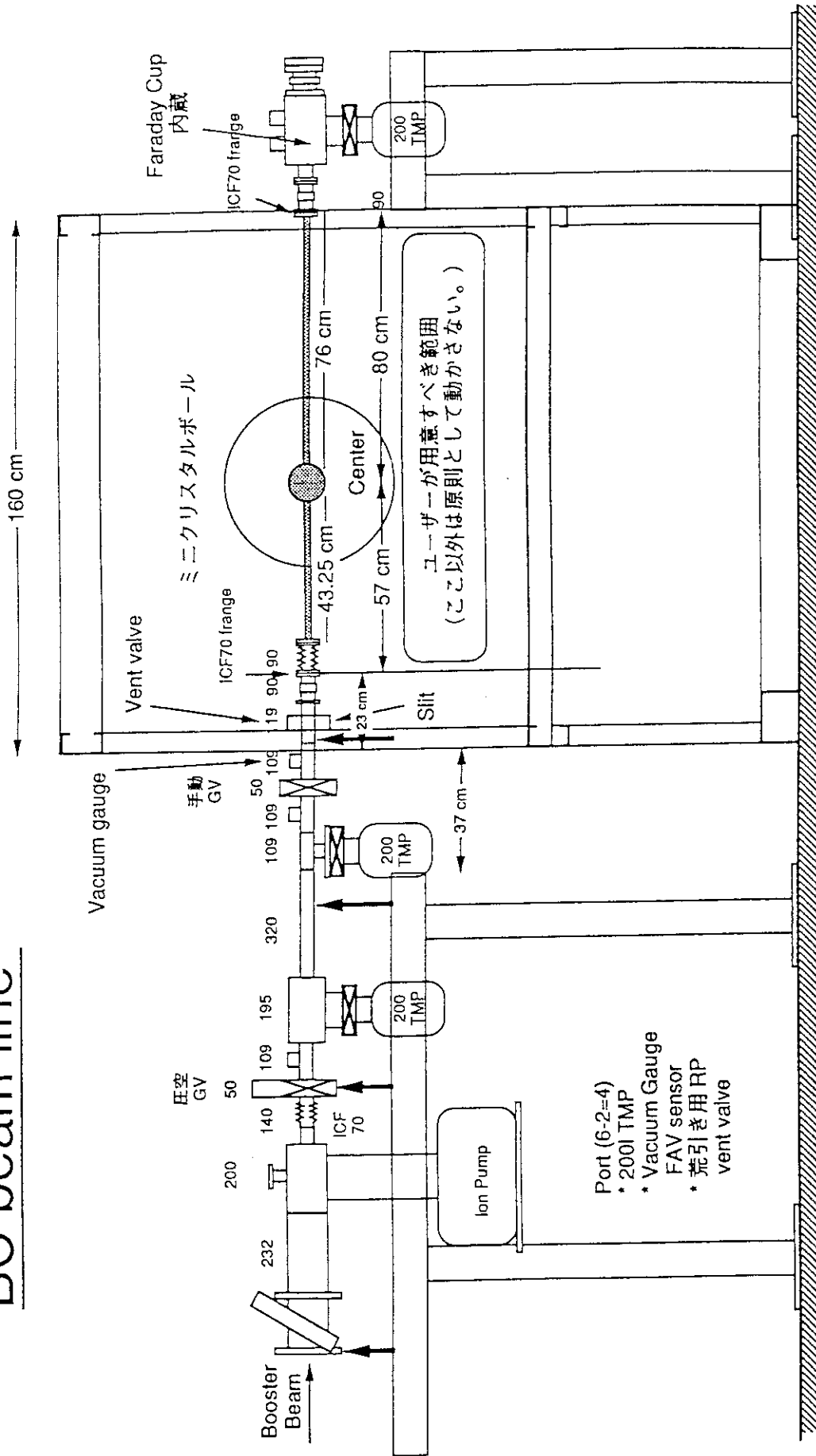


図 3. ミニクリスタルボールビームライン配置図。

イーサネットLAN経路

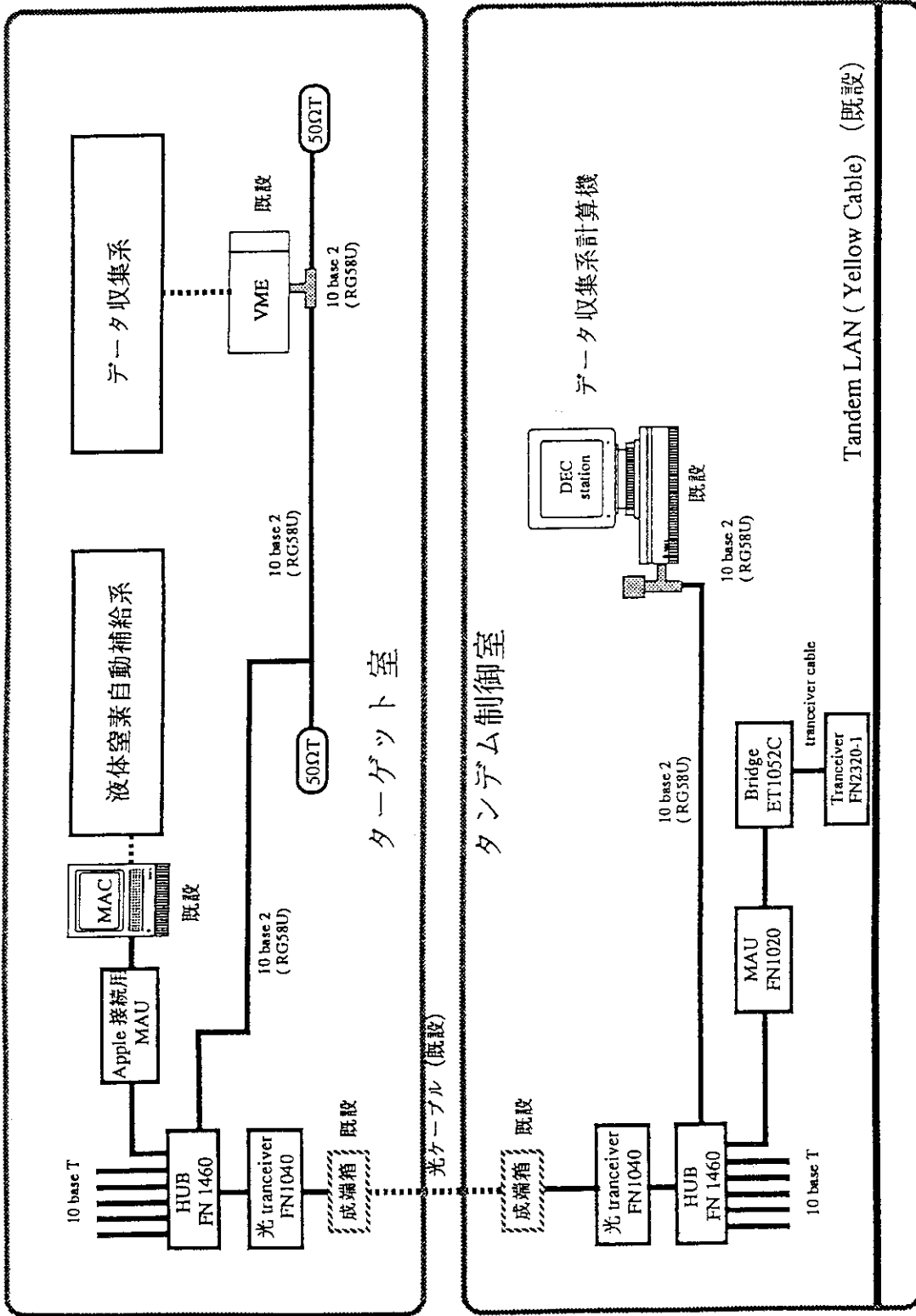


図4. イーサネットLAN経路図。

表1. クリスタルボール実験ビームタイム申込み
(平成7年8月-12月)

実験テーマ	責任者	運営委への申請	PACへの申請	採択
筑波グループ:				
1. Superdeformed and collective oblate bands in Po nuclei	小松原	7日	4日	0日 S
2. 指標逆転現象の研究	小松原		3日	3日 S
3. 軽いTiアイソトープにおける変形共存	古野	4日	3日	3日 S
4. T.F.による高スピン状態の磁気能率の測定	古野	3日	3日	3日 B,C
千葉グループ:				
5. ^{142}Gd における M1 バンドの探査	草刈	5日	5日	0日 S
九州グループ:				
6. A=60-80領域核のHigh-spin (with Si-Ball)	御手洗	3日	6日	5日 S
7. Hf-W領域核のCoulex	森川	3日	0日	0日
8. N=83核のHigh-spin states	郷農	3日	0日	0日
原研グループ:				
9. Ni,Sr 領域の超変形状態の探査	古高	6日	5日	5日 S
10. ^{238}U の集団運動状態	木寺	4日	4日	4日 B,C
11. ^{232}Th のトリプルガンマ状態の探索	大島	3日	3日	0日 B,C
	合計	41日	34日	23日

- B ブースター使用
S SILICON BALL 使用
C COULEX detector 使用

25. 原研クリスタルボールにおける検出器本体の概要

筑波大学 物理学系 古野興平、向 淳子¹

最近、Japan Ball Collaboration として原研に於ける大規模クリスタルボールによる核分光実験計画が提案された。これに向って現在進められている計画は、筑波大学の検出器 6 台と原研で新たに用意された筑波大学と同型の検出器 5 台とを組合せて合計 11 台の検出器でクリスタルボールを構成し、これを原研のタンデム・ブースター新加速器システムのビームラインに設置して、精密かつ系統的な核分光実験を定常的に実施することを目指して立案された。この計画を円滑に進めるためには検出器システムは所謂バラック・セットではなく、筑波大学—原研の間の検出器の移動・組替に於ける時間と労力の節約ならびに安全性と信頼性を確保しなければならない。そこで筑波大学と同一の検出器フレームと新設計の架台を新たに製作した。検出器の台数は必ずしも多くはないが、原研の新しい加速器から得られる世界的に見てもユニークなビームの特徴を生かすことによって、核構造のより深い理解に寄与する新しい実験結果が期待される。なおこの報告の内容は、既に 1993 年春の物理学会（福岡工業大学）に於て提出した討論資料の一部であるが、検出器の感度、角度、角度相関、Doppler 効果について今までに検討したことを再記しておこう。

1 感度

筑波大学型の検出器が点状のターゲットを見込む立体角は $\Omega/4\pi = 6 \times 10^{-3}$ 、Ge 検出器の効率 ϵ は $3^{in} \times 3^{in}$ の NaI に対して $\sim 40\%$ 、 P/T 比は 0.5 である。フレームにはこの検出器を最大 12 台まで取り付けられるが、12 台揃えられれば全立体角は 7.2 % となり、OSILIS または TESSA-3 と同程度の感度を持つ²。この感度は Super deformation や Rotational dumping、Transition from order to chaos のようなトピックスを追いかけるのに充分ではないが、原研の新加速器システムのビームの特徴を生かした実験には充分であり、かつ現代の核分光実験にとって必要最小限の感度である。ただし場合によっては Doppler 効果によるスペクトル線幅の広がりを防ぐために立体角を絞る必要があり、それによる感度の低下を考慮しなければならない。

2 検出器の配置

筑波大学型のアンチコンプトン検出器を 12 台を用いてイン・ビーム実験を行なうために、ビームの入射方向を筑波大学の場合と 90° ずらした図-1 の様な配置にした。

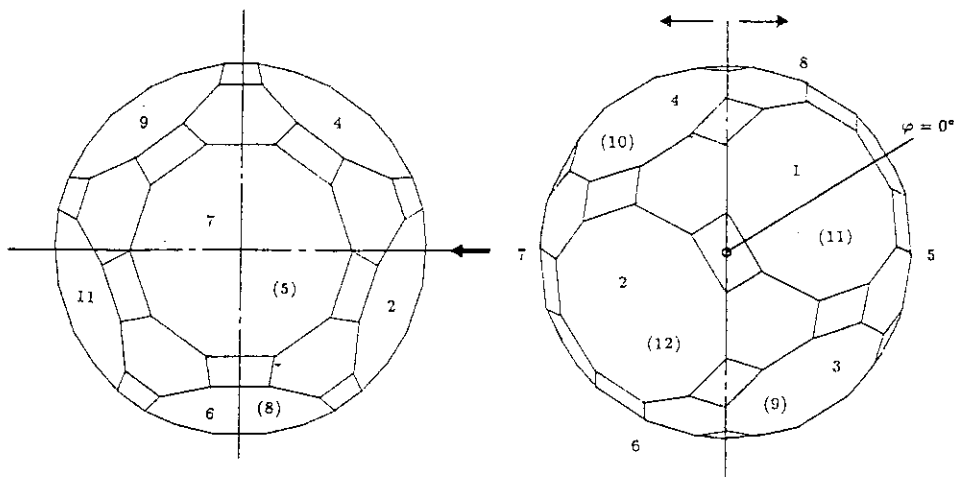


図-1 原研に於けるクリスタルボールの検出器配置。右はビームに乗ってビーム入射側から見た図、左は側面図である。ボールはビームに対して直角の方向に開き、ターゲットの交換その他の作業をする。

この図に示した原研でのクリスタルボールに於ける検出器の角度を付録の表-1 に示す。この検出器構成の一つの問題点は、アンチコンプトン検出器を出来るだけターゲットに近づけたために、 4π に近い立体

¹現在 東和大学

²P.J. Twin, Nucl. Phys. A557(1993)3c-16c.

角で γ 線の多重度を測る inner ball のような検出器を放棄せざるを得なかった事である。したがって高スピンの極限に迫る場合など、実験の種類によっては選択度が落ちる。

3 γ - γ 角相関

3.1 角相関関数

一般にスピン I の状態にある原子核の集合をアンサンブル (ensemble)、その中で磁気量子数 m を持つ原子核の数の割合を Population $P(m)$ と呼び、 $P(m)$ がすべての m について等しくないとき、このスピン I の状態は Oriented State にあるという。この状態から放射されるカスケード γ 崩壊の中の二つの γ 線の方向相関を Directional Correlation from Oriented Nuclei、略して DCO という。

原子核反応で生成された励起状態は、ビーム軸に対して特定の方向で中性子などの蒸発粒子を γ 線と同時に観測しなければ $P(m)$ について $P(m) = P(-m)$ となる。この事とパリティ保存や原子核ハミルトニアン回転不変性並びに角運動量の保存から、 γ 線の偏光を測定しなければ角度相関の理論式が著しく簡単になり、和をとる変数が全て偶数になる。図-2 に示す二つの連続した γ 線のカスケード崩壊を考える。最初の放射 γ_1 を角度 (θ_1, φ_1) 、第二の放射 γ_2 を (θ_2, φ_2) で観測したとする。ここで角度はビーム軸を z 軸とする極座標で定義されている。この様な事象が観測される確率は

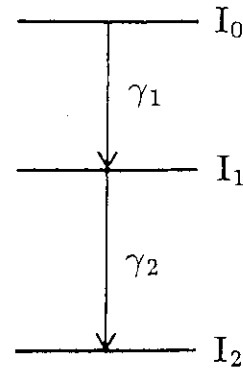


図-2 スピンの順序が $I_0 \rightarrow I_1 \rightarrow I_2$ のカスケード γ 崩壊

$$W_{\gamma_1\gamma_2}(\theta_1, \theta_2, \varphi) = \frac{d\Omega_1 d\Omega_2}{4\pi} \sum_{\lambda_0, \lambda_1, \Lambda} B_{\lambda_0}(I_0) A_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(\gamma_1) A_{\lambda_1}(\gamma_2) H_{\lambda_0, \lambda_1, \Lambda}(\theta_1, \theta_2, \varphi) \quad (1)$$

で与えられる³⁾。 $\lambda_0, \lambda_1, \Lambda$ は全て偶数である。クリスタルボールの中で異なる位置にある二つの検出器の間の同時計数率 (coincidence yield) は明らかにこの確率 W に比例する。上の式で $B_{\lambda_0}(I_0)$ は最初の状態の Orientation を記述する Orientation Parameter で、原子核反応で生成された励起状態に対して

$$B_{\lambda_0}(I_0) = \sqrt{2I_0 + 1} \cdot \frac{\sum_{m_0=-I_0}^{I_0} (I_0 - m_0 I_0 m_0 | \lambda_0 0) \exp\left(-\frac{m_0^2}{\sigma^2}\right)}{\sum_{m_0=-I_0}^{I_0} \exp\left(-\frac{m_0^2}{\sigma^2}\right)} \quad (2)$$

で与えられる。 σ は $P(m_0)$ の分布をガウス分布で近似した時の広がりを表す。

$A_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(\gamma_1)$ と $A_{\lambda_1}(\gamma_2)$ はそれぞれ第一放射および第二放射に関係する係数で次の式で与えられる。

$$A_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2(\gamma_1)} \left[F_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(L L I_1 I_0) + 2\delta_1(\gamma_1) F_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(L L + 1 I_1 I_0) + \delta_1^2(\gamma_1) F_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}(L + 1 L + 1 I_1 I_0) \right] \quad (3a)$$

$$A_{\lambda_1}(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2(\gamma_2)} \left[F_{\lambda_1}(L L I_1 I_0) + 2\delta_2(\gamma_2) F_{\lambda_1}(L L + 1 I_1 I_0) + \delta_2^2(\gamma_2) F_{\lambda_1}(L + 1 L + 1 I_1 I_0) \right] \quad (3b)$$

ここで δ は混合比で、第一放射、第二放射とも L と $L + 1$ の混合だけを考慮し、

$$\delta \equiv \frac{\gamma(\pi', L + 1)}{\gamma(\pi, L)} \quad (4)$$

と定義してある。 $\gamma(\pi, L)$ がパリティ π 、角運動量 L の遷移振幅を表すことは言うまでも無い。また $F_{\Lambda}^{\lambda_1, \lambda_0}$ や F_{λ_1} はそれぞれ一般化された F -係数および単に F -係数と呼ばれるもので、Clebsch-Gordan、Racah、

³K.S. Krane, R.M. Steffen and R.M. Wheeler, Nucl. Data Tables, 11(1973)351
L.P. Ekström and A. Nordlund, Nucl. Instr. & Meth. in Phys. Research, A313(1992)421.

$9j$ などの角運動量合成に伴う係数を含む。最後の角度関数 $H_{\lambda_0 \lambda_1 \Lambda}(\theta_1, \theta_2, \varphi)$ は、

$$\begin{aligned}
 & H_{\lambda_0 \lambda_1 \Lambda}(\theta_1, \theta_2, \varphi) \\
 &= \sum_{q_1 \geq 0} (2 - \delta_{q_1, 0}) \sqrt{\frac{2\Lambda + 1}{2\lambda_1 + 1} \frac{(\Lambda - |q_1|)! (\lambda_1 - |q_1|)!}{(\Lambda + |q_1|)! (\lambda_1 + |q_1|)!}} \\
 & \times (\lambda_0 0 \Lambda q_1 | \lambda_1 q_1) P_{\Lambda}^{|q_1|}(\cos \theta_1) P_{\lambda_1}^{|q_1|}(\cos \theta_2) \cos(q_1 \varphi) \quad (5)
 \end{aligned}$$

である。ただし、 $\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$ と置いた。この相関関数には次の様な対称性がある。すなわち、

$$W(\theta_1, \theta_2, \varphi) = W(180^\circ - \theta_1, 180^\circ - \theta_2, \varphi) \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 W(\theta_1, \theta_2, \varphi) &= W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, \varphi + 180^\circ) \\
 &= W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, \varphi + 180^\circ) \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 W(\theta_1, \theta_2, \varphi) &= W(\theta_1, 180^\circ - \theta_2, 180^\circ - \varphi) \\
 &= W(180^\circ - \theta_1, \theta_2, 180^\circ - \varphi) \quad (8)
 \end{aligned}$$

これらの対称性のうち、式(6)は原子核反応で生成された励起状態が、ビーム軸に対して特定の方向で中性子などの蒸発粒子を γ 線と同時に観測しなければ $P(m) = P(-m)$ となり、ビームに対して前方と後方で差が無いことによる。式(7)と(8)は

$$\begin{aligned}
 \cos(q_1 \varphi) &= (-1)^{q_1} \cos q_1(\varphi + 180^\circ) \\
 &= (-1)^{q_1} \cos q_1(180^\circ - \varphi) \quad (9)
 \end{aligned}$$

および

$$P_{\Lambda}^{q_1}(\cos \theta) = (-1)^{q_1} P_{\Lambda}^{q_1}(\cos(180^\circ - \theta)) \quad (10)$$

の関係から導かれる。式(1)は既に GCORREL という名前でプログラム化されており、条件さえ与えられれば W の値を求めることが出来る。ただし実験値との比較の際には立体角や検出効率の補正、さらに式(2)の σ の値をどの様にするかの注意深い吟味が必要である(前掲脚注、L.P. Ekström and A. Nordlund の論文を見よ)。

異なる角相関関数を 12 台の検出器を用いた場合について付録の表-2 に纏めた。表には検出器の組合せの数が多い三つのグループを I、II、III としてその角相関関数分類した。一つのグループに角度の異なる幾つかの相関関数 W があるが、これらは式(6)から(8)までの対称性により、表の各グループで初めに書いた太文字の W と同じ相関関数の値を与える。これ

らの三つの相関関数をスピン 12-10-9 のカスケードに対して、 $\delta_1 = 0$ とし、 δ_2 をパラメーターとして計算した結果を図-3 に示す。(A) は II の相関関数から得られる $W(32^\circ, 90^\circ)/W(90^\circ, 32^\circ)$ であるが、小さい δ_2 に対する DCO ratio の変化が大きい。DCO ratio は初めのスピンの値 I_0 によっても異なるが、 $I \geq 6$ の高スピンではそれによる変化は小さい。

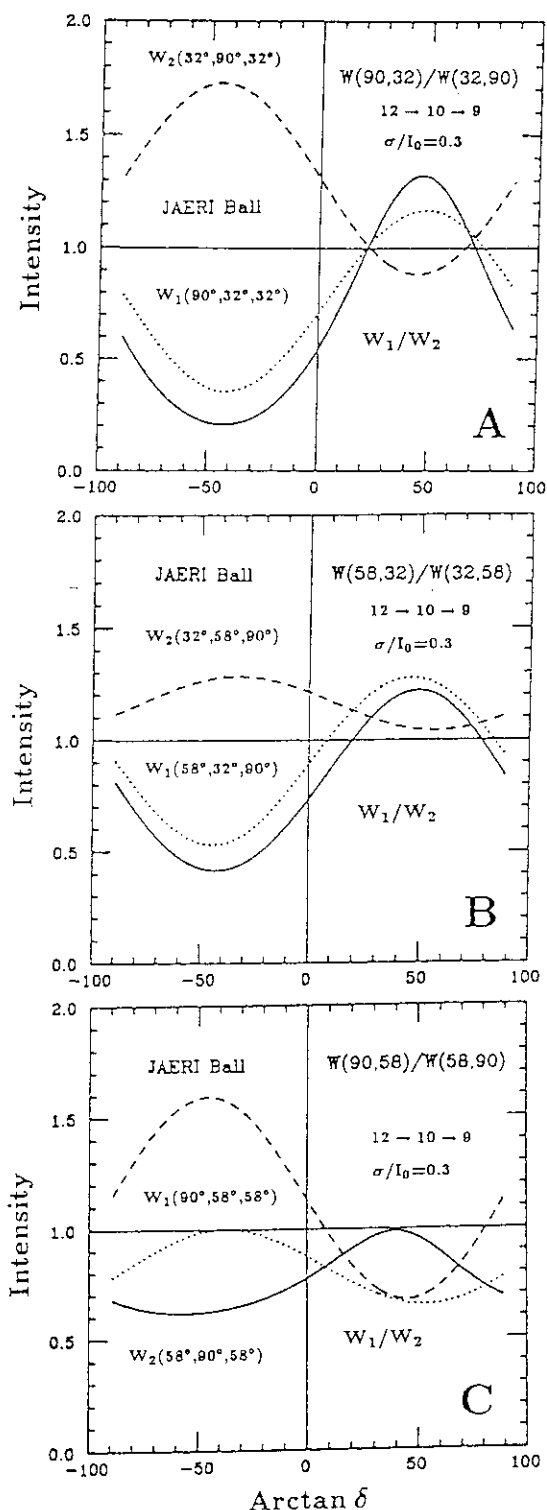


図-3 原研クリスタルボールの DCO ratio。実線が DCO ratio を、点線と破線は相関関数を表す。

4 寿命測定に於ける実験条件の考察

寿命測定は原研の実験の中でも極めて重要であるが、ここではエネルギー 400 MeV の ^{107}Ag のビームによる $^{107}\text{Ag} + ^{27}\text{Al}$ 反応を例題にして、寿命測定についての単純な概算結果を述べる。この反応の複合核 ^{134}Nd の速度は $\beta = v/c \sim 0.07$ であり、これを Initial velocity として RDM または DSAM 実験に対する大雑把な評価を行なった。

4.1 Doppler Shift Attenuation Method

Northcliffe and Schilling の飛程の表から評価した線源速度の時間変化を図-4 に示す。線源として $\beta = 7\%$ の Nd 核を考え、減速用の物質は Au である。図から $t \leq 0.01$ ps で線源速度は殆ど一定で、停止するまでに $t \sim 2$ ps の時間を要することが分かる。

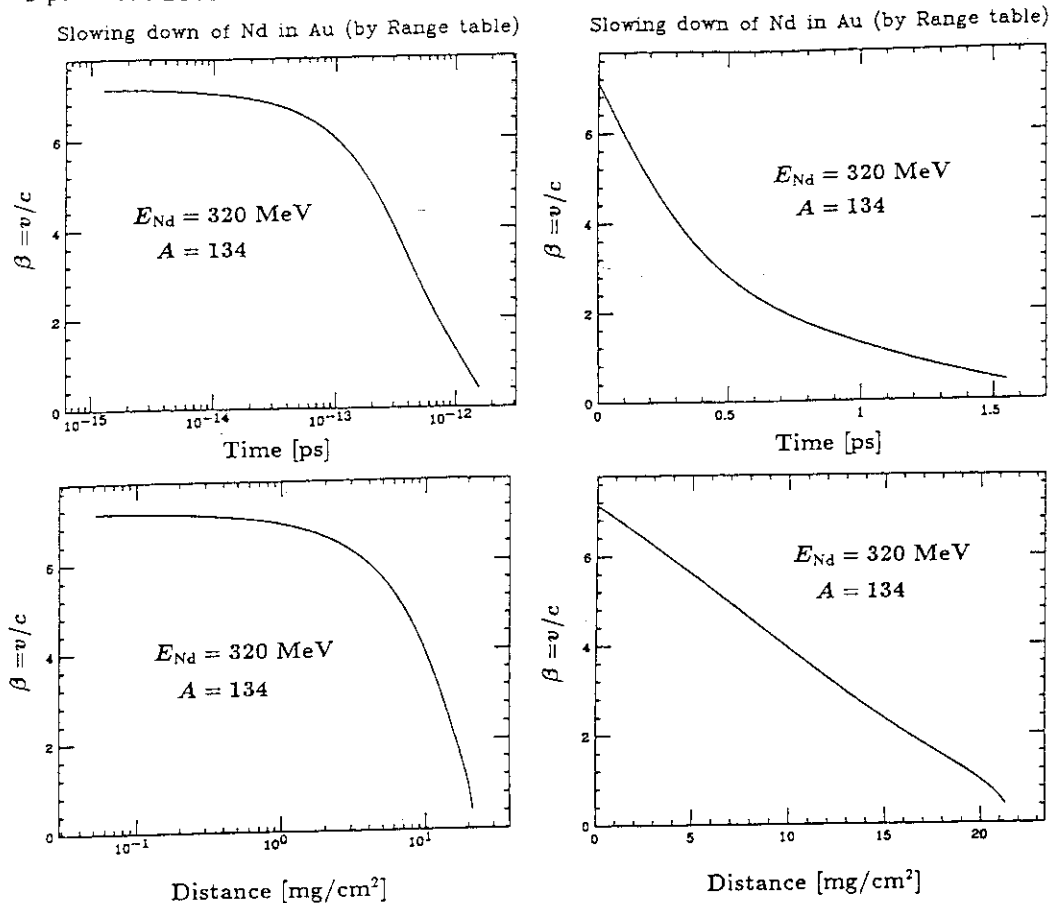


図-4 線源速度の時間変化。グラフの縦軸は線源速度 $\beta = v/c$ で単位はすべて % である。上の二つのグラフでは横軸を時間に、下の二つのグラフでは mg/cm^2 にとった。

原研のボールで $\theta = 32^\circ$ の検出器のスペクトルは、 $T_{1/2} = 0.01 \sim 10$ ps の寿命をもつ励起準位から放射される γ 線に対してコンピューター・シミュレーションを行なってみると、図-5(a)~(c) のようになると期待される。感度が良いのは $T_{1/2} = 0.1 \sim 1$ ps の領域である事が分かる。この場合、速度変化によるエネルギー・スペクトルの広がりには検出器の有限立体角に基づく Doppler broadening よりも大きいので、コリメーターの半頂角を $\Delta\theta = 9^\circ$ より絞る必要は無い。また収量としては、1 keV/ch 程度にスペクトルを圧縮すれば 1000 カウント位の収量のピークでも解析可能であろう (図-6 を見よ)。

上に示したスペクトルと従来数多く行なわれている軽いイオンをビームとした場合と比較するために、 ^{27}Al を重心系に於けるエネルギーが上とほぼ等しい 100 MeV に加速して ^{107}Ag に照射し、 $\theta = 32^\circ$ の検出器で観測されるスペクトルを図-7 に示す。このとき反跳核の速度は $\beta \sim 1.8\%$ である。

4.2 Recoil Distance Method

平均寿命を τ 、反跳核の速度を v 、ターゲットとストッパーとの間の距離を D とすると、飛行中に崩壊した γ 線による Flight peak I_F およびストッパーで停止してから崩壊した γ 線による Stopped peak I_S はそれぞれ式 (11) で与えられる。

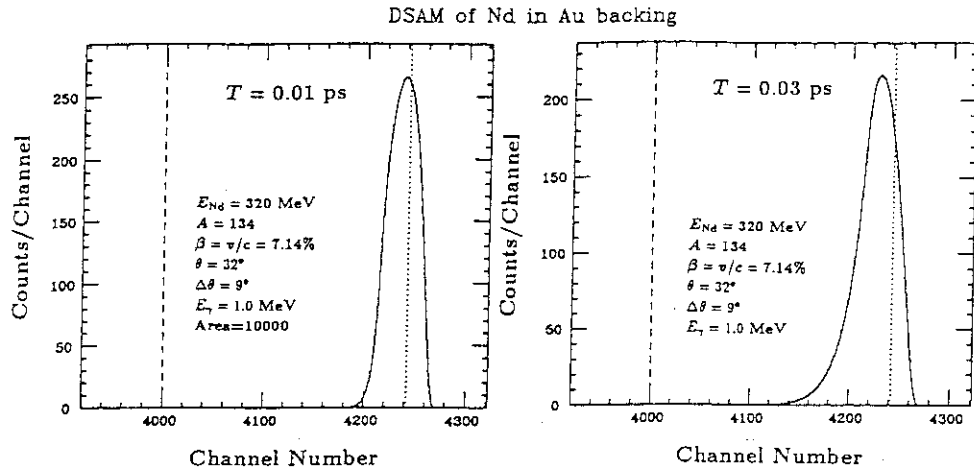


図-5(a) 原研のクリスタルボールで $\theta = 32^\circ$ の検出器で観測される DSAM スペクトルのコンピューター・シミュレーション。反跳核として ^{134}Nd をとり、エネルギー $E_{\text{Nd}} = 320 \text{ MeV}$ 、したがって $\beta = 7.14\%$ とした。 γ 線のエネルギーは 1 MeV 、検出器立体角を決めている円錐の半頂角は $\Delta\theta_{1/2} = 9^\circ$ としてある。スペクトルはすべてピーク面積を 10^4 カウントに規格化し、横軸は 0.25 keV/channel にしてヒストグラムを作った。図中の T は半減期 $T_{1/2}$ である。

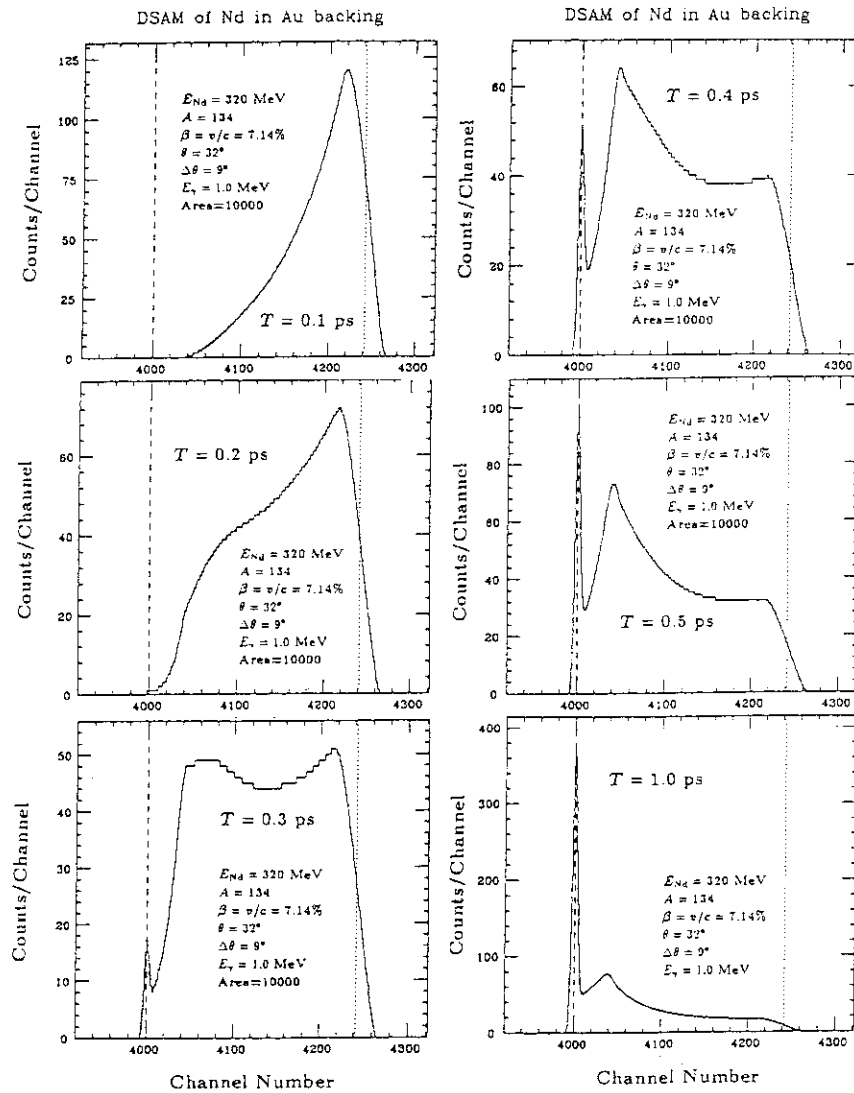


図-5(b) 原研のクリスタルボールで $\theta = 32^\circ$ の検出器で観測される DSAM スペクトルのコンピューター・シミュレーション。図の詳しい説明は図-5(a)を見よ

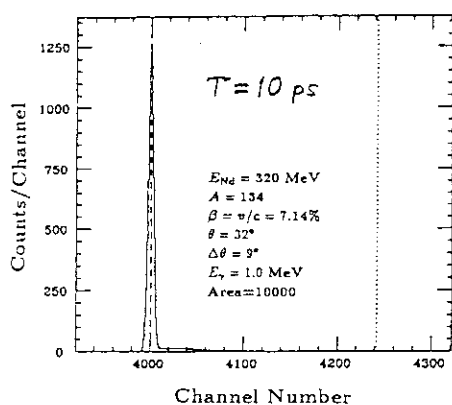


図-5(c) 原研のクリスタルボールで $\theta = 32^\circ$ の検出器で観測される DSAM スペクトルのコンピューター・シミュレーション。図の詳しい説明は図-5(a)を見よ。

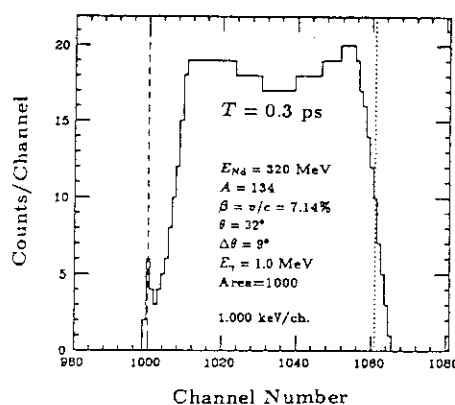


図-6 DSAM スペクトルでピーク面積を 10^3 カウントに減らし、その替りに横軸を 1keV/channel に圧縮したもの。図-5(b)の左の一番下のグラフと比較せよ

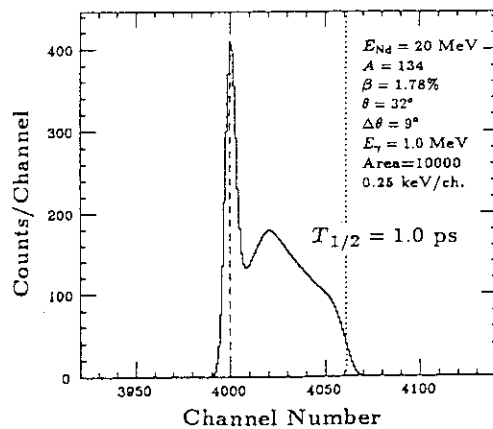
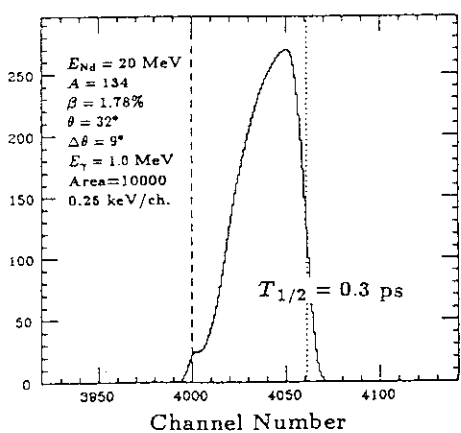
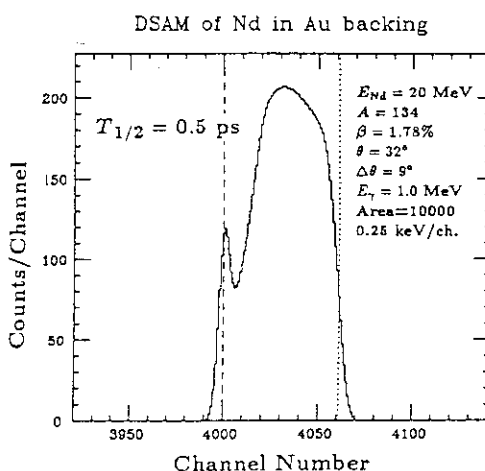
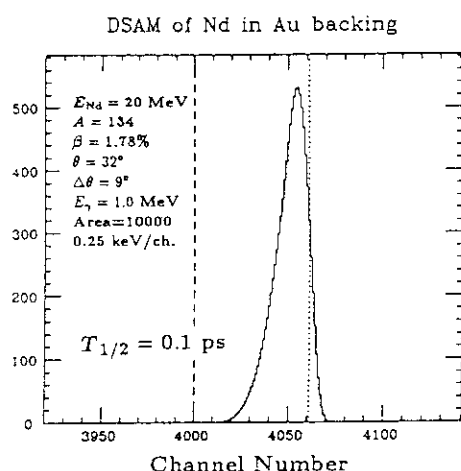


図-7 ^{27}Al を 100 MeV に加速して ^{107}Ag に照射し、反跳核の速度 $\beta \sim 1.8\%$ とした場合のスペクトル。図-5(b) に於いて対応する $T_{1/2}$ のスペクトルと比較すれば逆運動学が寿命測定にとって有利である事が分かる。

$$I_F = I_{\text{tot}} \left[1 - \exp\left(-\frac{D}{v\tau}\right) \right] \quad \text{および} \quad I_S = I_{\text{tot}} \exp\left(-\frac{D}{v\tau}\right) \quad (11)$$

ここで $I_{\text{tot}} = I_F + I_S$ である。DSAM の例題と同じように 320 MeV の ^{134}Nd を考えて、 $\beta = 7\%$ に対する I_F と I_S とを計算すると図-8 のようになる。プランジャーの可動範囲を $1\mu\text{m}$ から数 mm とすると、測定可能な寿命の範囲は $T_{1/2} \geq 0.1 \text{ ps}$ となる。

飛行距離が数 mm 以上になると γ 線の発射点がボールの中心からはずれてくるので、検出器を見込む立体角が γ 線の発射点によって変化し、これを無視することができない。反跳核のエネルギーが高いとそれがストッパー内で停止するまでの時間が無視出来ない。図-5(b) から明らかなように Stopped peak は Doppler broadening を起こすので、強度 I_S の評価が困難になり、これが系統的な誤差の原因になる。そこで一つの方法として $D \rightarrow \infty$ に近い条件での強度と、 $\tau \rightarrow \infty$ に近い条件での強度を測定して Decay curve を得る事が考えられる。これについては Emling 等の報告が参考になるであろう。彼等は $^{26}\text{Mg}(^{136}\text{Xe},4n)^{158}\text{Dy}$ 反応を用いて、 ^{158}Dy 核の基底回転バンドの寿命を $T_{1/2} = 26+$ 状態まで測定した。この時の ^{158}Dy 核の速度は

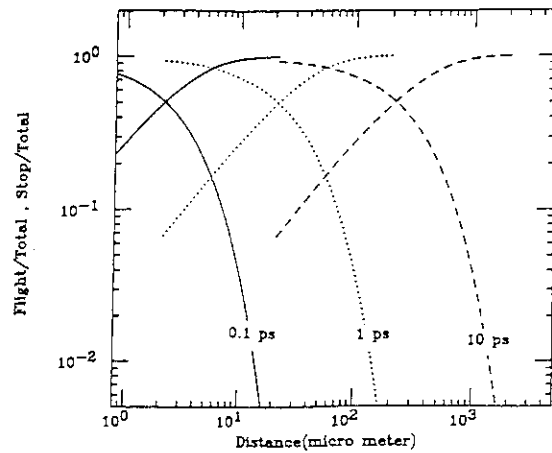


図-8 $T_{1/2} = 0.1, 1.0, \text{および } 10 \text{ ps}$ に対する I_F/I_{tot} と I_S/I_{tot} 。横軸はターゲット・ストッパー間の距離である。

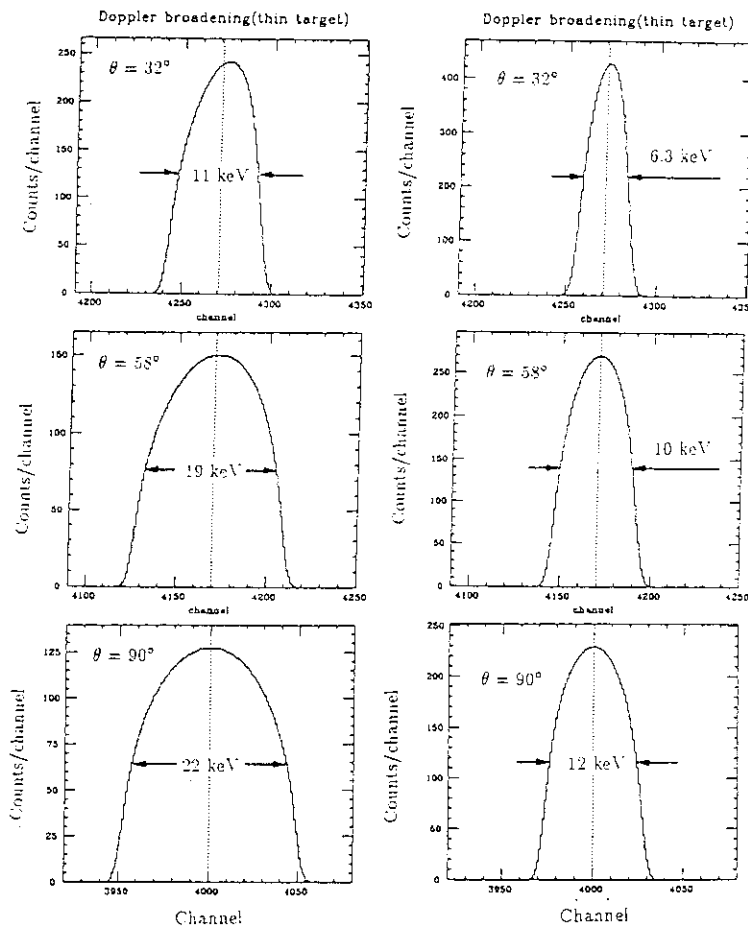


図-9 原研のクリスタルボールに於ける検出器の有限立体角による Doppler broadening の試算。反跳核の速度として $\beta = 8\%$ を仮定した。左はコリメターの半頂角 $\Delta\theta_{1/2} = 9^\circ$ 、右は $\Delta\theta_{1/2} = 5^\circ$ の場合のスペクトルである。

$\beta = 7.8\% = 23.4 \mu\text{m/ps}$ であった⁴⁾。次に Doppler broadening を調べよう。標準のコリメーターは、ボールの中心を頂点として半頂角 $\Delta\theta_{1/2} = 9^\circ$ の円錐内部に放射された γ 線が検出器に入射するように設計されている。反跳核の速度 $\beta = 8\%$ のとき、原研ボールでの測定角度 $\theta = 32^\circ, 58^\circ, 90^\circ$ に対して Broadening

⁴⁾H. Emling et al. Phys. Lett. 98B(1981)169.

を計算した結果を図-9に示す。検出器固有のエネルギー分解能が ^{60}Co の1.33 MeV γ 線に対し1.92 keVのとき、Broadeningによって半値幅が上の三つの角度に対してそれぞれ11、19、22 keVとなる。円錐の半頂角をもう少し小さくして $\Delta\theta_{1/2} = 5^\circ$ にすると図-9(右)に示すスペクトルとなり、それらの半値幅は6.3、10、12 keVまで改善される。この結果から分かるように、幾つかの異なる実験条件に合わせて何種類かのコリメーターを用意しておく必要がある。

5 ターゲットチャンバーについて

ターゲットチャンバーのための空間は、ボールの中心からアンチコンプトン型検出器のコリメーターの前面までの距離が55mmであり、これを半径とする球の内側の空間に限られる。参考としてNORDBALLで九州大学のグループが使用したシリコンボールのチャンバーはそのまま使用できる寸法である。また、ビーム入射のパイプが最も太いもので外径18 mmのパイプに制限される事も、チャンバー設計の際に考慮しておく必要がある。

付録

表-1 原研でのクリスタルボールに於ける検出器の角度

No.	$\theta(\text{deg})$	$\varphi(\text{deg})$	No.	$\theta(\text{deg})$	$\varphi(\text{deg})$
1	148.3	0.0	7	90.0	211.7
2	148.3	180.0	8	90.0	328.3
3	121.7	90.0	9	58.3	90.0
4	121.7	270.0	10	58.3	270.0
5	90.0	31.7	11	31.7	0.0
6	90.0	148.3	12	31.7	180.0

検出器番号の付け方は、(1) θ の大きいものから順に若い番号とする。(2) 同じ θ の中では φ の小さいものから順に若い番号を付ける。

表-2 検出器の組合せによる異なる角相関関数

	$W(\theta_1, \theta_2, \Delta\varphi)$	検出器の組合せ	組合せの数
I	$W(32^\circ, 58^\circ, 90^\circ)$	11-9, 11-10, 12-9, 12-10	16組
	$W(32^\circ, 122^\circ, 90^\circ)$	11-3, 11-4, 12-3, 12-4	
	$W(148^\circ, 58^\circ, 90^\circ)$	1-9, 1-10, 2-9, 2-10	
	$W(148^\circ, 122^\circ, 90^\circ)$	1-3, 1-4, 2-3, 2-4	
II	$W(32^\circ, 90^\circ, 32^\circ)$	11-5, 11-8, 12-6, 12-7	16組
	$W(32^\circ, 90^\circ, 148^\circ)$	11-6, 11-7, 12-5, 12-8	
	$W(148^\circ, 90^\circ, 32^\circ)$	1-5, 1-8, 2-6, 2-7	
	$W(148^\circ, 90^\circ, 148^\circ)$	1-6, 1-7, 2-5, 2-8	
III	$W(58^\circ, 90^\circ, 58^\circ)$	9-5, 9-6, 10-7, 10-8	16組
	$W(58^\circ, 90^\circ, 122^\circ)$	9-7, 9-8, 10-5, 10-6	
	$W(122^\circ, 90^\circ, 58^\circ)$	3-5, 3-6, 4-7, 4-8	
	$W(122^\circ, 90^\circ, 122^\circ)$	3-7, 3-8, 4-5, 4-6	

上記以外の $W(\theta_1, \theta_2, \Delta\varphi)$ があと6通りあるが、これらに対する検出器の組合せの数は4組または2組で、充分な統計精度を得る事が困難であるので本表から省いた。

26. データ収集系について

木村博美 (筑波大)

1. 概要

今回原研で使用するデータ収集系は CAMAC - VME - Unix という構成であり、基本的には筑波大で使用していた物であるが、より多様な計測を可能にするために、VME のシステムは最新のものを使用する。

2. ハードウェア構成

実験室にはCAMAC、VME および PC を設置し、ホストのUnix マシンであるDECstation は計数室に設置する。VME と CAMAC のインターフェイスにはブランチ・ハイウェイ接続の CES 社の CBD8210 を使用する。VME と DECstation 間は Ethernet で接続し、VME で収集されたデータはこの Ethernet 経由で DECstation に送られる。データの転送路として特別な物を使用せず、Ethernet だけで済ましてしまうのもこのシステムの特長の一つである。

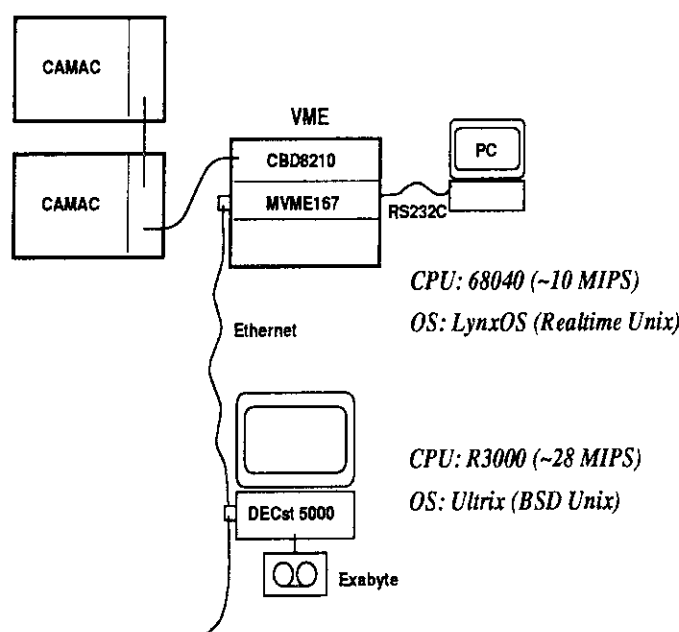


図 1. ハードウェア構成図

3. ソフトウェア構成

筑波大システムとの違いは、VME 内の OS として OS-9 ではなく、LynxOS (realtime Unix) を使用する点である。CPU の高速化 (68030 から 68040) とあいまってデッド・タイムが低く抑えられると期待される。

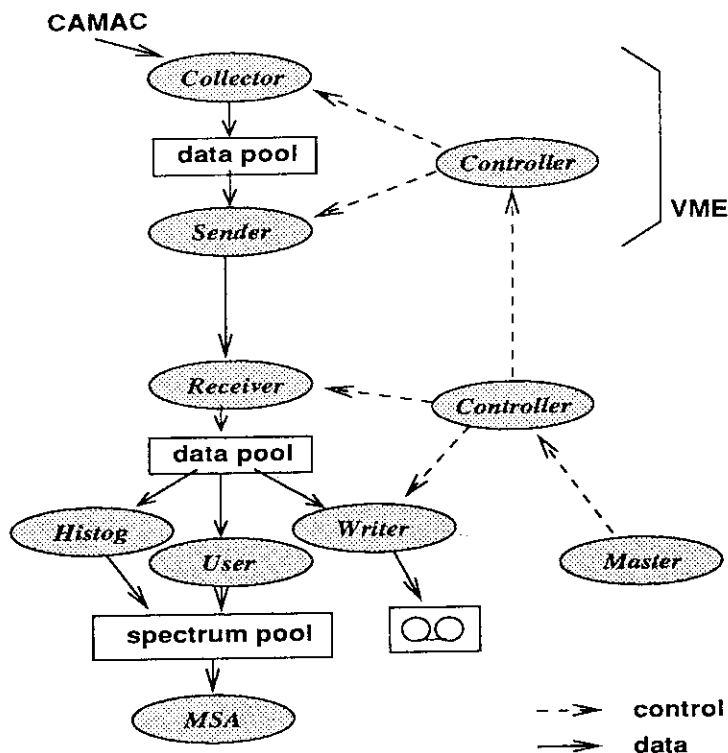


図2. ソフトウェア構成図

図2でVMEのCollectorがイベントデータを収集するプロセスであり、SenderがデータをEthernetに送り出すプロセスである。なお、Ethernetは実時間性が保証されないため、それらの間に大きなデータプールを用意し、転送時間のばらつきを吸収できるようにしている。同様に、DECstation側のテープドライブ(Exabyte)も書き込み時間にばらつきがあるので、Receiverで受け取ったデータは一旦データプールに入れられる。

Histogというプロセスがシステム標準のデータ処理プロセスであり、単純なヒストグラミングだけを行う。それ以外の処理をしたい場合にはuser.cというプログラムにイベント処理のサブルーチンを記述し、Userプロセスとして起動する。

システムの制御がMasterプロセスが行う。このプロセスはリモート・ログインして使用できるように複数の起動が可能になっている。

なお、スペクトルの表示・解析には小松原氏の作成したMSAを使用する。

27. クリスタルボールを用いたクーロン励起用チェンバーの設計

草刈英栄 (千葉大)

ガンマ線測定のカリスタルボールに取り付けられるクーロン励起用チェンバーについて報告と提案を行いたい。

高速の重イオンビームを用いたクーロン励起では、反跳核の β は0.04~0.08にもなり、Ge検出器で観測されるガンマ線のエネルギー値は大きくドプラー効果によるシフトを受ける。また励起状態にある核の反跳の方向はかなり広い角度にわたって分布しているので、各Ge検出器の立体角を小さくしただけではシャープな線状のスペクトルは得られない。したがって、クーロン励起の実験では、イベント毎に反跳核の方向を正確に捉えてガンマ線の検出を行い、その測定されたガンマ線に対して個々にドプラー補正を行うことが必要である。

I. NORDBALLのクーロン励起用チェンバー

NORDBALLはGe検出器群の内側にinnerballの検出器群を持ち、クーロン励起用チェンバーとして許される空間は直径約10cmの球内だけである。(Fig. 1) NORDBALLのような狭い空間で散乱重イオンビームの方向・位置を正確に、しかも効率よく検出するためには、半導体位置検出器(PSD)を用いなければならない。(Fig. 2) このために、Fig. 3に示すような大立体角に張り巡らした5面の特別設計のPSDで散乱重イオンビームの方向・位置を検出した。特別に設計・製作された多重ストライプ型PSDの1つのエレメントをFig. 4にしめす。大立体角を覆う7本のストライプが結びついて1本の一様な抵抗膜となっており、2次元の観測でありながら1次元と同じ読み出しができるという点が特徴である。このPSD群は、後方半球の43%以上の立体角をカバーしている。これを用いて、1995年夏にNBIにおいてGdアイソトープのクーロン励起の実験を行った。散乱Niビームの測定された位置スペクトルをFig. 5に示す。

この装置を用いてNORDBALLで測定されたクーロン励起実験の結果の一例として156Gdの場合をFig. 7で紹介する。Fig. 6に示すように156Gdはかなり剛体回転模型からずれた回転バンドをを持っているにもかかわらず、 γ -bandとground-bandの間の遷移確率はFig. 8に示すようにかなり剛体回転模型的な様子を示している。一方、166Er核や164Dyでは一層良い回転模型であるのに、Fig. 8の波線で示すようなスピン依存性が見られる。

II. 多重ストライプ型PSDの改良計画

NORDBALLでの荷電粒子位置検出装置の改善策は、直径10cmのチェンバー内にすべてをsetupするという条件の下で考えなければならない。そこで、多重ストライプ型PSDを引き続き使用することを前提に次のような改善策を考えている。

- 1) PSDそのものを、Radiation Damageに対してもっと強くする対策。
- 2) シンチレータとこのPSDを組み合わせ、重イオンをシンチレータで止め、PSDはフォトダイオードとして使用する計画のテストと試作。また、
- 3) NORDBALLの中心部はおよそ40°Cの温度になっているので、チェンバーを十分に空冷し、出来るだけ20°C以下の温度に抑える対策。この処置は、実際にLeakage Currentの増加を小さくするのに最も効果的である。

Ⅲ. JAPANBALLのクーロン励起用チェンバー

JAPANBALLの設計案では、クーロン励起用チェンバー設計条件は緩和され、直径20cm以上のチェンバー内にすべてをsetupする事が出来る。ドプラー補正のための位置検出の最小区画を約18mstrとすると、10mm角のPIN Photo-Diodeチップを利用することが出来る。Fig. 8に示すように100~200枚のチップを張り巡らすことになる。これらを抵抗で繋いで数個のグループにし、読み出しはグループ毎に行うことで簡潔にすることが出来る。PIN Photodiode + Scintillatorの1エレメント当たり約1万円程度であり、チェンバーおよび15台程度のプリアンプとアンプを考慮すれば数百万円の子算を必要とする。

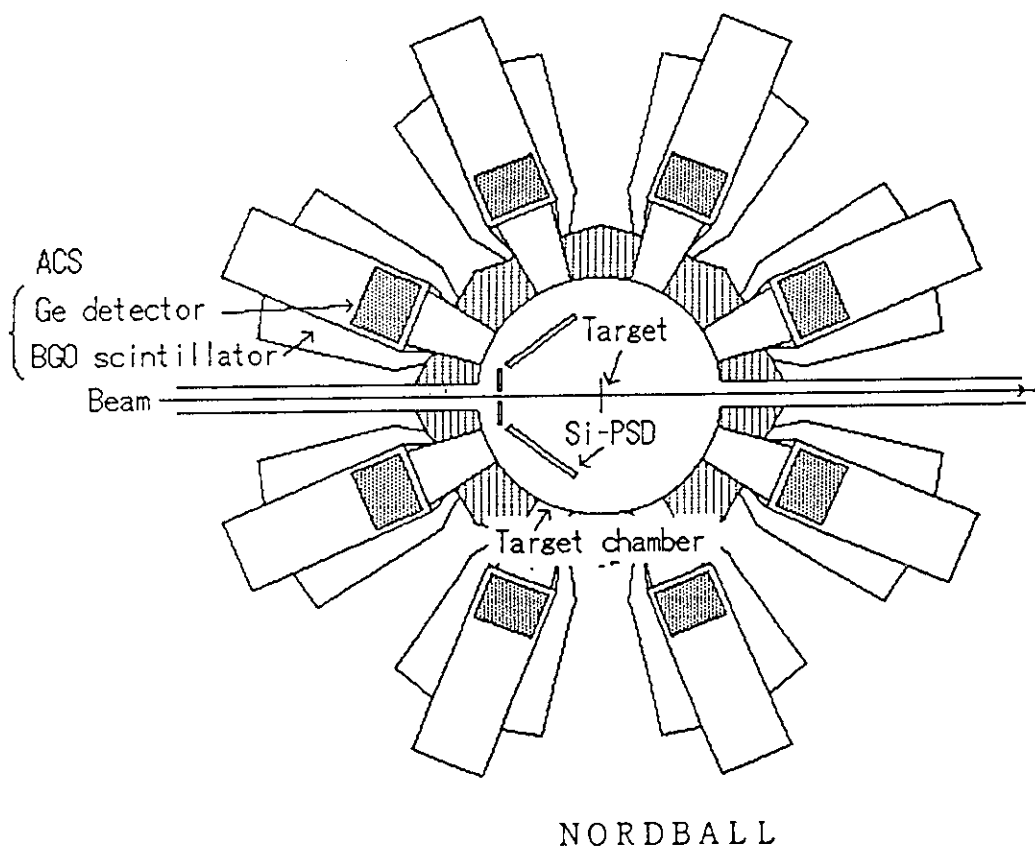


Fig. 1

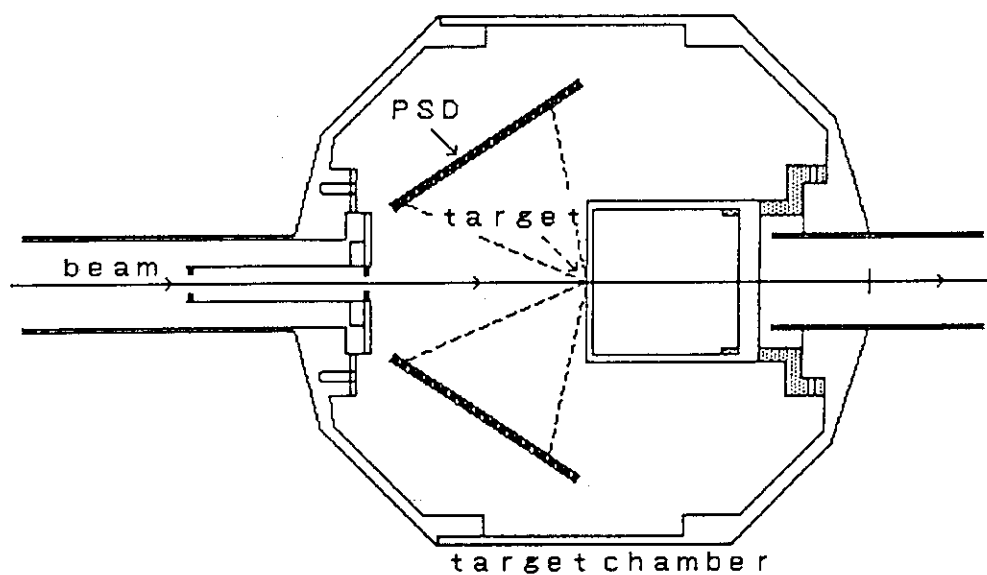


Fig. 2

PSDのセットアップ

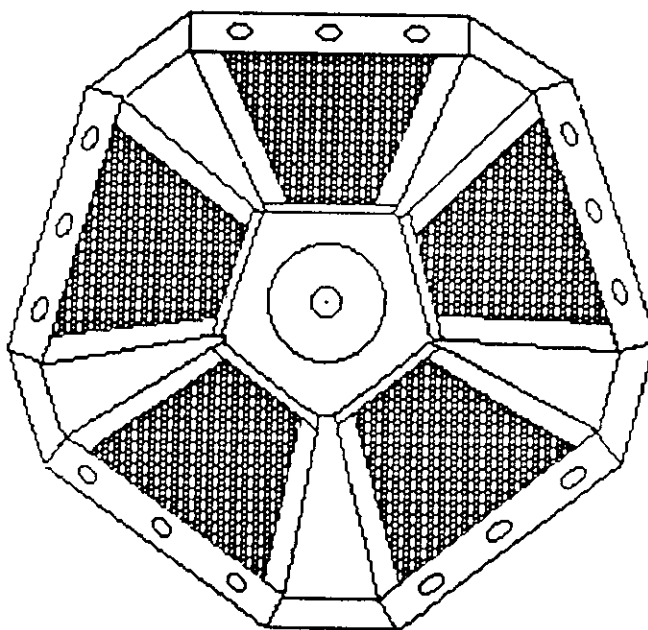


Fig. 3

多重ストライプ構造PSD

(5 elements)

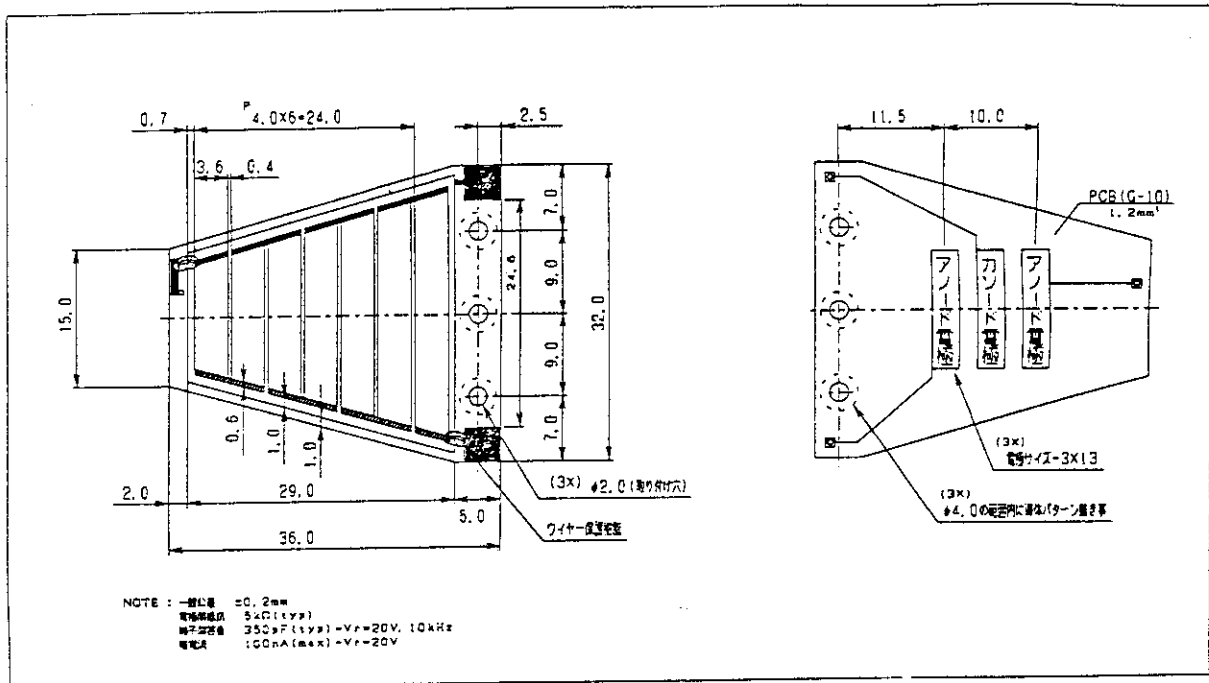


Fig. 4 Element of Multiple Stripe-type PSD

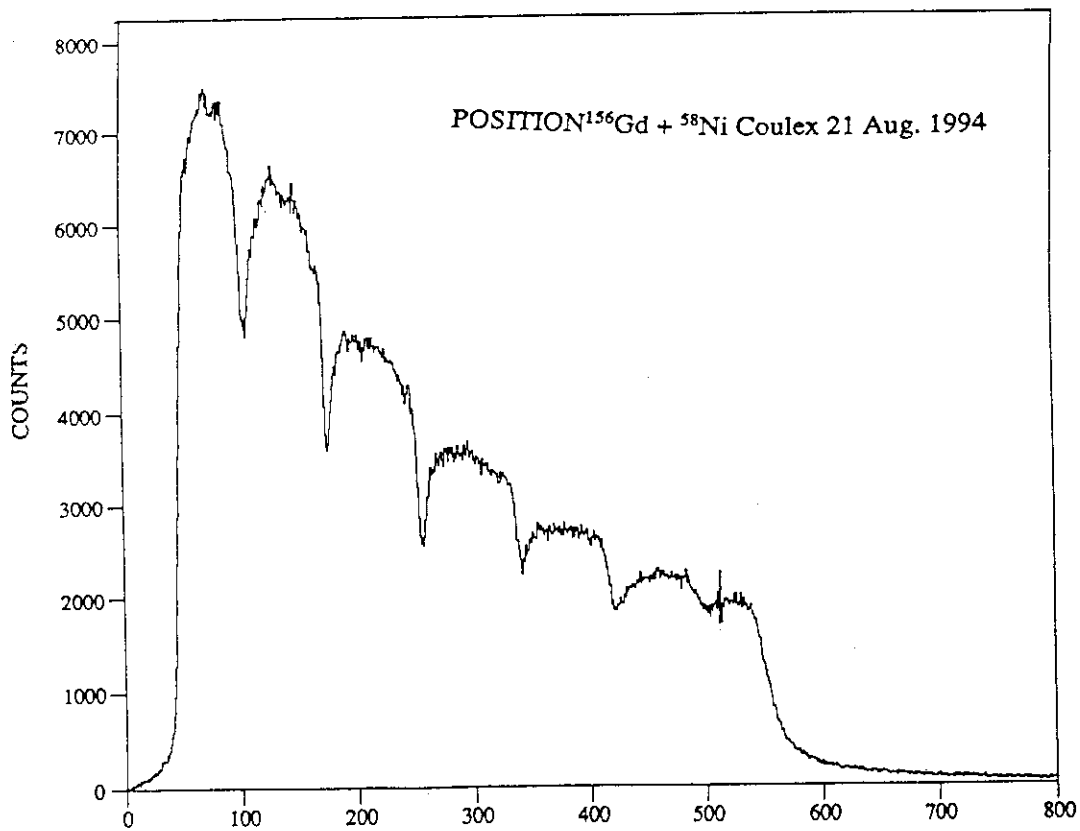


Fig. 5 Position Spectrum

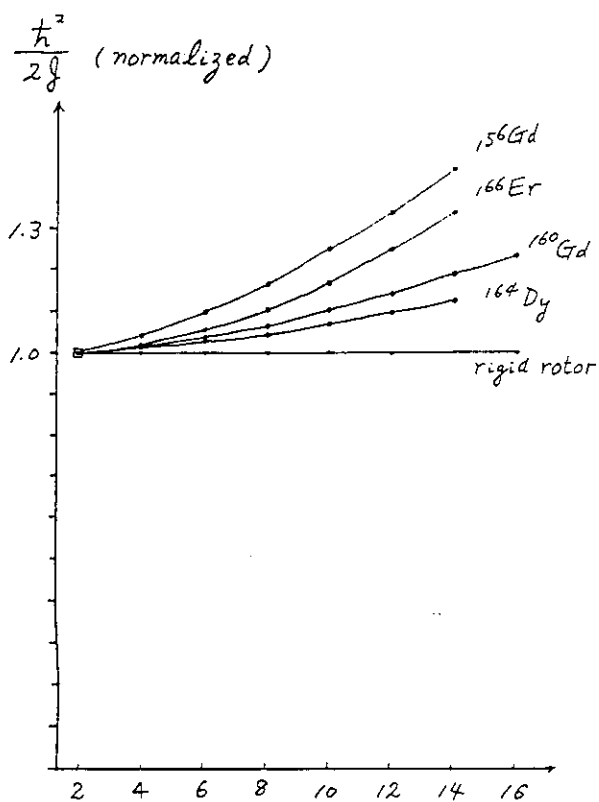


Fig. 6 Group Band SPIN

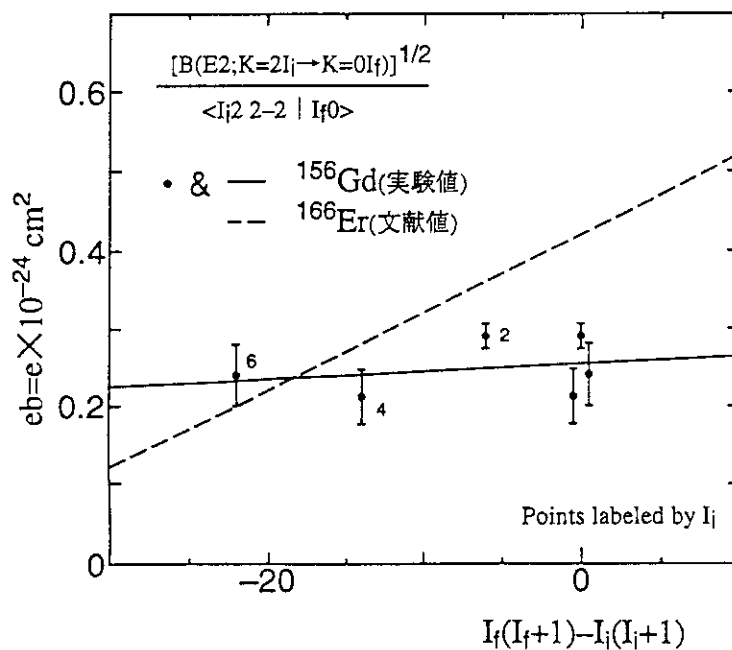


Fig. 7 γ -band \rightarrow Ground-band Transitions

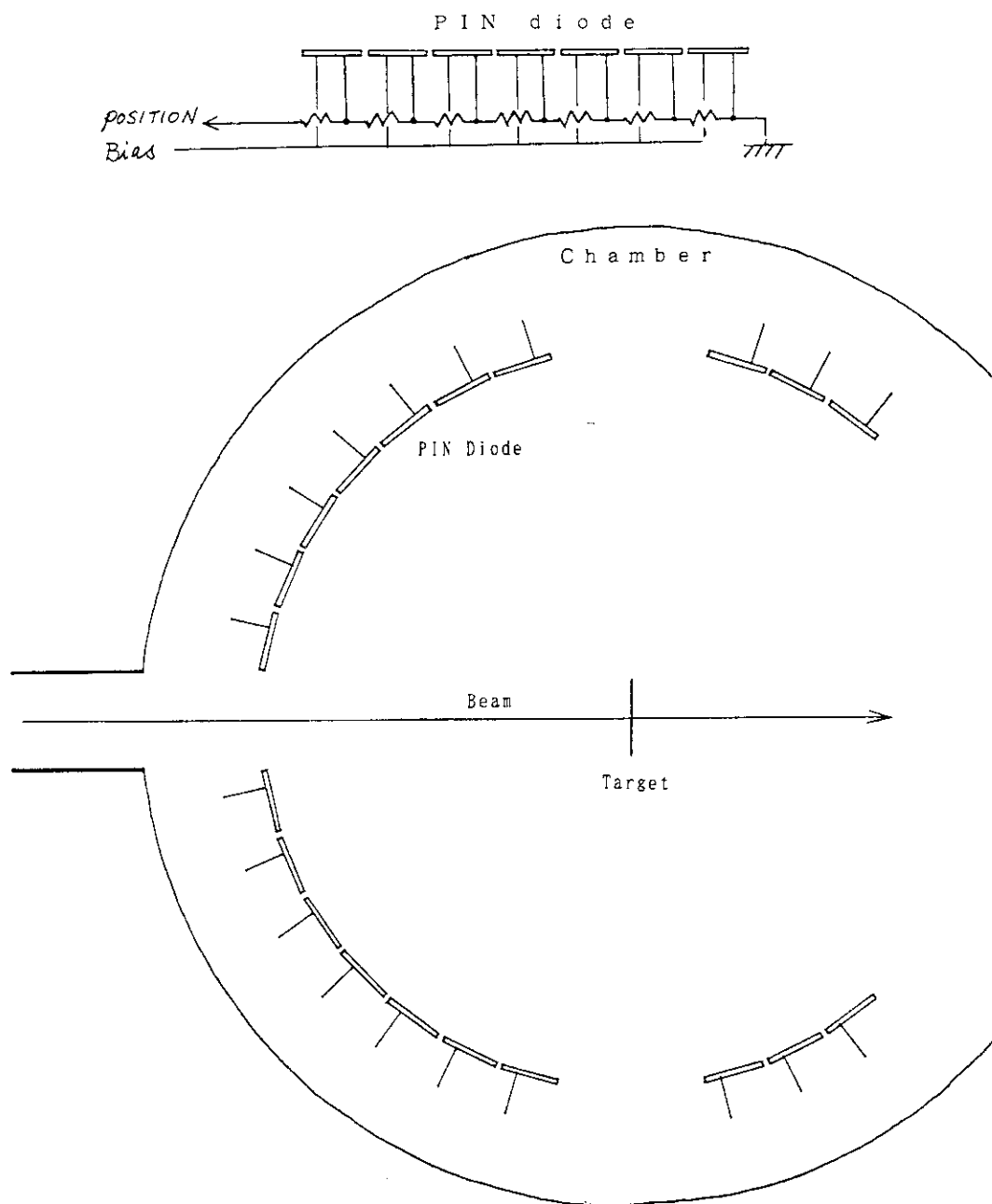


Fig. 8 Target Chamber with Many PIN-Diode Chips

28. クリスタルボールの液体窒素自動補給系 古高和禎 (原研)

液体窒素により Ge 検出器の冷却を行うことは γ 線核分光の実験を行う上で非常に重要である。また、中性子による損傷を受けた検出器は、常温にしてしまうと分解能が著しく劣化するため、実験中か否かを問わず常に液体窒素により冷却し続けなくてはならない。ところが、多数の Ge 検出器を用いたクリスタルボールを使用する場合、液体窒素を（手で）補給するのは非常に労力を費やすだけでなく、実験中にビーム照射を中断して液体窒素を補給するのでは貴重なマシンタイムを浪費することにもなる。従って、一定時間毎に自動的に、しかも確実に液体窒素の補給を行う装置が必要となる。そこで、Japan Ball Collaboration 実験のクリスタルボール用に、以下のような液体窒素自動補給系を建設した。

自動補給装置は

- OMRON 社製のプログラマブルコントローラを用いた補給装置制御系
- 容量 250 l の液体窒素タンク
- 補給装置系の監視用コンピュータ

からなる。概略を図 1 に示す。

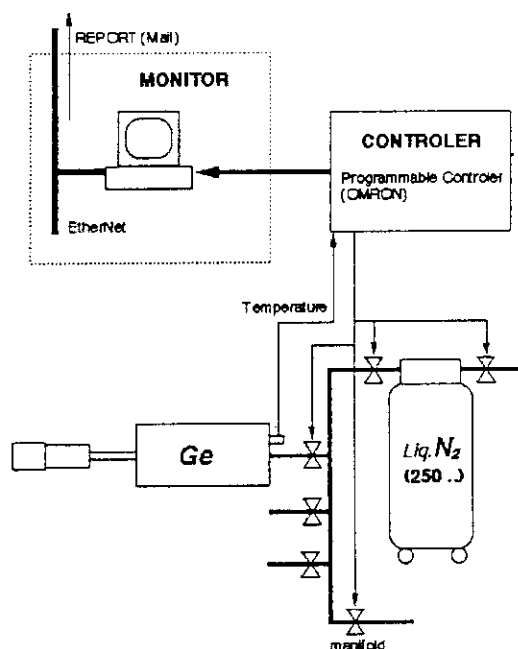


図 1: 液体窒素自動補給装置系の概略図

容量の異なるデュワーに対して異なった時間間隔で液体窒素の自動補給を行える様にするために、補給系を 2 系統に分割してある。各系統は任意の時間間隔で一日に最大 15 回の補給を行う

ことが出来る。コントローラは 250 l の液体窒素タンクの加圧弁、液取り出し弁及び Ge 検出器への補給弁の開閉を司る。補給を行う際には、まず Ge 検出器への補給弁を閉めた状態でマニホールドまでを冷却し、マニホールド部までが十分冷却された後に補給弁を開いて実際の補給を行う。そして個々のデュワーから液体窒素があふれだしたならばその検出器への補給を終了する。液体窒素の補給サイクルのタイミングチャートを図 2 に示す。1 補給サイクルは平均 10 分程度で終了

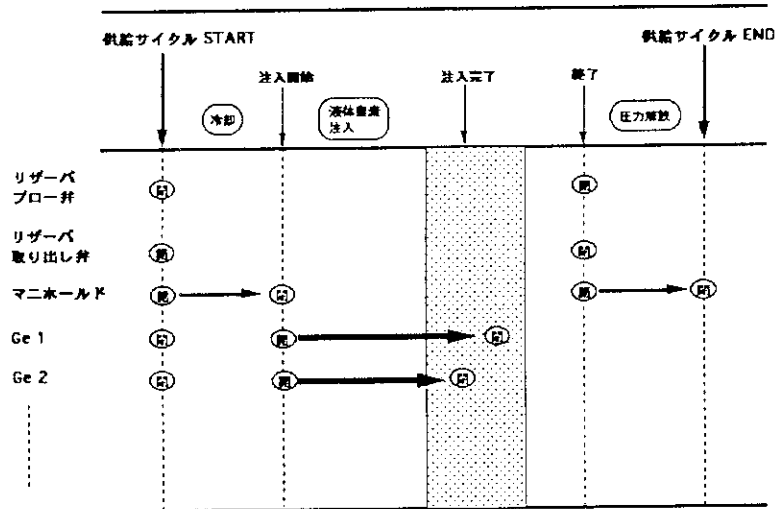


図 2: 1 サイクルの補給のタイムチャート

する。

250 リットルの液体窒素タンクは 10 台の Ge 検出器に (容量 5 l のデュワーを持つ 5 台の検出器に一日一回、容量 3 l の検出器 5 台に一日二回) 補給する場合、平均 5 日間の補給を行うことが出来る。液体窒素タンクへの補給は一週間に二回行っている。

液体窒素の補給が確実に行われたかどうかは、補給に要した時間をモニターする事により確認している。このために、自動補給系のコントローラに蓄積された検出器毎の補給時間を、シリアル接続した監視用コンピュータにより読み出し、表示させるとともに、データを記録している。また、結晶の温度を電氣的に読み出すことが可能な検出器に対しては、温度データも同様に監視できるようにする予定である。監視用計算機は EtherNet 若しくは電話回線経由で遠隔操作及びモニターを行うことが出来るようになっている。将来的には、補給にかかった時間などの情報を自動的に e-mail により報告する機構を加える予定である。

『第3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27日(木)・28日(金)
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27日(木)

- | | | |
|--------------|---|--------------|
| 9:40-10:30 | | 座長 古野 (筑波大) |
| 伊達 宗行 (原研) | はじめに (10) | |
| 大島 真澄 (原研) | 何を指すか (10) | |
| 竹内 末広 (原研) | タンデム超電導ブースター (30) | |
| 10:30-10:40 | - Break - | |
| 10:40-11:50 | | 座長 郷農 (九州大) |
| 松柳 研一 (京都大) | 超変形Hgアイソトープの励起バンドにおける八重極相関 (30) | |
| 古高 和禎 (原研) | Ni領域の超変形状態の探索 (20) | |
| 御手洗 志郎 (九州大) | Studies of high-spin states in A=60-80 region with Si-ball (20) | |
| 11:50-13:00 | = 昼食 = | |
| 13:10-14:40 | | 座長 松柳 (京都大) |
| 呂 駿 (筑波大) | Superdeformed and collective oblate bands in Po nuclei (20) | |
| 上柿 英二 (秋田大) | High spin molecular resonances (30) | |
| 小松原 哲郎 (筑波大) | 指標逆転現象の系統的研究 (20) | |
| 菅原 昌彦 (千葉工大) | ^{143}Gd の核構造 (20) | |
| 14:40-14:55 | - Break - | |
| 14:55-16:25 | | 座長 小松原 (筑波大) |
| 大西 直毅 (東京大) | A mechanism of tilted axis rotating states (30) | |
| 大坪 慎一 (九州大) | Tilted axis cranking による幾何的描像と遷移確率 (20) | |
| 井手口 栄治 (理研) | Oblate deformed isomers in N=83 isotones (20) | |
| 齋藤 武彦 (筑波大) | Tlのshape coexistence (20) | |
| 16:25-16:40 | - Break - | |

(次頁へ続く)

『第3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27日 (続き)

16:40-17:40

座長 田嶋 (東大)

水崎 高浩 (東京大)
清水 良文 (九州大)

Quantum Monte Carlo diagonalization (20)
Hf, W, Os 領域の K-isomer 崩壊の K-量子数の破れ
--- ガンマ自由度か回転軸の自由度か --- (20)

静間 俊行 (九州大)

High-K states in ^{177}W (20)

18:30-20:00

= 懇親会 (阿漕クラブ) =

7月28日 (金)

9:10-10:30

座長 草刈 (千葉大)

J.Y. Zhang (テネシー大/京大) $\Delta I=4$ bifurcation without explicit 4-fold symmetry (30)

森川 恒安 (九州大)

Direct measurements of octupole collectivity in Hf-W region
by means of Coulex.(20)

木寺 正憲 (九州大・原研)

^{238}U のクーロン励起 (20)

大島 真澄 (原研)

^{232}Th の 3 フォノン状態 (コメント) (10)

10:30-10:40

- Break -

10:40-12:00

座長 清水 (九州大)

橋本 奈美 (筑波大)

T.F.を用いた高スピン状態の g-factor の測定 (20)

坂井 光夫 (東大核研)

Two- γ decay mode of X^0 (20)

A. Mengoni (ボローニャ大/東大)

Neutron capture reactions in nuclei far from stability (20)

池添 博 (原研)

原研 recoil mass separator (20)

11:50-13:00

= 昼食 =

13:00-16:00 パネル討論

司会 森川 (九州大)

— JAPAN BALL collaboration 連絡会議 —

大島 真澄 (原研)

現在計画の現状

古野 興平 (筑波大)

ガンマ線検出器の配置について

小松原 哲郎 (筑波大)

回路系について

木村 博美 (筑波大)

データ収集系について

木寺 正憲 (原研)

真空系およびターゲットチェンバー

御手洗 志郎 (九州大)

シリコンボールについて

草刈 英栄 (千葉大)

クーロン励起用の検出器

古高 和禎 (原研)

クリスタルボールの窒素補給系

16:00-16:20

- Break -

16:20-18:00 ブースター加速器施設見学