JAERI-Conf
98-008

「重イオン・フォトン・RIビームによるガンマ線分光」に関するワークショップ論文集

1997年7月15日～7月16日, 東海研究所, 東海村

1998年3月

(編) 大島真澄・杉田道昭・早川岳人

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，日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195　茨城県那珂郡東海村）あて，お申し越しください。なお，このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195　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 Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

編集兼発行　日本原子力研究所
印　　刷　いばらき印刷㈱

JAERI-Conf 98-008

「重イオン・フォトン・ＲＩビームによるガンマ線分光」に関するワークショップ論文集
1997年７月15日～７月16日、東海研究所、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・杉田　道昭・早川　岳人

（1998年２月16日受理）

我々のグループではこれまで東海研に新設されたタンデムブースターを用いた核分光研究を中心テーマとして、「タンデムブースターによる核分光国内共同実験」研究会を過去３年間毎年行ってきた。タンデムブースターでの研究が順調にスタートした現在、これまでとは研究会の性格を変え、より将来の研究方向を探ることを企図して標記ワークショップを開催した。

原研タンデムブースターは安定核重イオンビームを用いた核分光研究の国内随一の施設である。今回の研究会はブースター完成後初めてのものであり、タンデムブースターにおける共同研究の結果が数多く発表された。不安定核ＲＩビームは新しい不安定核を生成する手段として期待されており、理研、原研中性子科学研究センター、東北大サイクロトロンからの参加者による各研究施設のＲＩビーム利用の将来計画について講演がおこなわれた。上記のイオンビームに対して、フォトンビームは全く新たな核分光分野を開拓する分野として注目される。これについてSPring８施設における逆コンプトンガンマ線発生の計画が紹介され、またこの高輝度ガンマ線源によって開拓される原子核Ｍ１励起・巨大共鳴について理論的レビューが行われた。SPring８の数GeVフォトンを用いたφ中間子探索の計画は、阪大と原研の大きな共同研究プロジェクトとなった。ガンマ線分光の今後の大きな飛躍を期待させる研究会となった。

本ワークショップは、平成９年７月15日、16日の両日に日本原子力研究所東海研究所で開催された。33件の講演があり、参加者は38名だった。本報告書はワークショップ後に投稿された論文を編集したものである。

日本原子力研究所（東海駐在）：〒319－1195　茨城県那珂郡東海村白方白根２－４

JAERI-Conf 98-008

Proceeding of the Workshop on Gamma-ray Spectroscopy Utilizing Heavy-ion, Photon and RI Beams
July 15 and 16, 1997, JAERI, Tokai, JAPAN

(Eds.) Masumi OSHIMA, Michiaki SUGITA and Takehito HAYAKAWA

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

(Received February 16, 1998)

Three time since 1992, we have held the symposia entitled 'Joint Spectroscopy Experiments Utilizing JAERI Tandem-Booster Accelerator' at the Tokai Research Establishment. In the symposia, we have mainly discussed the plans of experiments to be done in this joint program. The joint program started in 1994. Several experiments have been made since and some new results have already come up.

This symposium 'Gamma-ray Spectroscopy utilizing heavy-ion, Photon and RI beams' was held at Tokai Research Establishment of JAERI. Because this symposium is the first occasion after the program started, the first purpose of the symposium is to present and discuss the experimental results so far obtained using the JAERI Tandem-Booster. The second purpose of the symposium is to discuss new possibilities of gamma-ray spectroscopy using new resources such as RI-beam and Photon-beam. The participants from RIKEN, Tohoku University and JAERI Neutron Science Research Center presented the future plans of experiments with RI-beam at each facility. Compared with these nuclear beams, photon beam provides a completely new tool for the γ -ray spectroscopy, which is achieved by inverse Compton scattering between high-energy electron and laser beams.

The symposium program consists of 33 presentations. The 38 participants attended this symposium. This volume of the proceedings contains the contributed papers which were submitted after the symposium.

Keywords: Symposium Proceedings, Tandem-booster Accelerator, Heavy Ion, High Spin, γ -ray Spectroscopy

目　　次

1．原研でのガンマ線分光共同実験 …… 1
大島　真澄
2．^{155}Gdのクローン励起によるEnhanced Side-band Population …… 4
大島　真澄
3．原研タンデム加速器とタンデムブースター …… 7
吉田　　忠
4．Hf-W-Os領域原子核の核異性体について …… 12
静間　俊行
5．^{132}Csの高スピン状態及びPBX実験 …… 14
早川　岳人
6．質量数 130、80領域のM1バンド …… 17
菅原　昌彦
7．The possible mass region for shears bands and chiral doublets …… 23
Jie Meng
8．Tilted Axis Rotational状態の角運動量射影 …… 29
大井万紀人
9．非軸対称核におけるTilted Axis CrankingとParticle Rotor Modelの比較 …… 34
大坪　慎一
10．^{192}Hg超変形核の回転減衰における殻効果 …… 38
吉田　光次・松尾　正之
11．クーロン励起による回転核の振動運動 …… 39
清水　良文
12．ガモフ・テラーとスピンダイポール状態間の電気遷移 …… 43
佐川　弘幸
13．周期軌道とTDHF位相空間の構造 …… 44
橋本　幸夫
14．スキルムハートレ・フォック法によるゼロスピンでの超変形研究 …… 52
高原　哲士
15．回転核における相対論的平均場近似 …… 57
間所　秀樹
16．レーザー電子光による核物理：SPring-8における発展と展望 …… 60
藤原　　守

17. (^{3}He,tγ)による^{13}N核のスピン・アイソスピン状態の研究 …… 70
井原 史智
18. 重イオン共鳴におけるスピン整列 …… 74
上柿 英二
19. HFB解の量子数射影法による原子核構造の解析 …… 78
榎並 章一
20. ^{48}Crの高スピン状態 …… 82
田中 武志
21. Monte Carlo Shell Modelによるpf核の統一的記述 …… 85
水崎 高浩
22. Z＝N陽子過剰核におけるエキゾチック洋梨変形 …… 91
高見 聡
23. A～60領域核の高スピン状態の構造 …… 97
中田 仁
24. Ni領域の中性子過剰核の核構造 …… 102
石井 哲朗
25. 原研スポレーションRI利用計画 …… 106
池添 博
付録 「重イオン・フォトン・RIビームによるガンマ線分光」プログラム …… 108

Contents

1. JAERI Gamma-ray Spectroscopy Project 1
M. Oshima
2. Stimulated Side-band Population in Coulomb Excitation of ^{155}Gd 4
M. Oshima
3. JAERI Tandem-Accelerator and Tandem-booster 7
T. Yoshida
4. Isomer States in the Hf-W-Os Region 12
T. Shizuma
5. High-spin States of ^{132}Cs 14
T. Hayakawa
6. M1 Bands in A ~ 130 and 80 Regions 17
M. Sugawara
7.The Possible Mass Region for Shears Bands and Chiral Doublets 23
Jie Meng
8. Angular Momentum Projection of Tilted Axis Rotaional states 29
M. Oi
9. Comparision with Tilted Axis Cranking and Particle Rotor Model for Triaxial Nuclei 34
S. Otsubo
10. Shell Effect in Rotational Damping for Superdeformed Hg 38
K. Yoshida and M. Matsuo
11. Vibrational Excitations in Rotating Nuclei by Means of Coulomb Excitations 39
Y. Shimizu
12. Electromagnetic Transitions between Gamow-Teller and Spin-Dipole States 43
H. Sagawa
13. Periodic Orbits and TDHF Phase Space Structure 44
S. Hashimoto
14. Study of Superdeformation at Zero Spin with Skyrme-Hartree-Fock Method 52
T. Takahara
15. General Relativistic Mean Field Theory for Rotating Nuclei 57
H. Madokoro
16. Physics with "Laser-Electron Photons" 60
M. Fujiwara

17. Study of Spin-isospin States in ^{13}N via (^{3}He,tγ) 70
F. Ihara
18. Spin-alignments in Heavy-ion Resonances 74
E. Uegaki
19. Study of HFB Solution by Qunatum-number Projection 78
K. Enami
20. High-spin States of ^{45}Cr 82
T. Tanaka
21. Unified Description of Mid-pf-shell Nuclei by Monte Carlo Shell Model Calculation 85
T. Mizusaki
22. Exotic Octupole Deformation in Proton-rich Z=N Nuclei 91
S. Takami
23. High-spin States in the Region of A ~ 60 97
H. Nakada
24. Neutron-rich Nuclei in Ni Region 102
T. Ishii
25. JAERI RI Beam 106
H. Ikezoe
Appendix Workshop Program 108

1．原研でのガンマ線分光共同実験
-これまでの経緯と今後の計画-

原研　先端基礎研究センター　大島真澄

1．重イオンガンマ線核分光共同実験

原研のタンデム加速器と新設のブースターを用いた第１回ガンマ線核分光共同実験を２年前に行った。期間は平成７年９月ー平成８年４月の約半年間で、全国の主要な核分光実験グループが参加し、ガンマ線検出器としては筑波大学のガンマ線検出器６台と原研の同型検出器５台と合わせて１１台を正１２面体のフレームにセットした。検出器は大容量（40%）のゲルマニウム検出器とBGOサプレッサーからなるコンプトン抑止型ガンマ線検出器である。互換性のために原研で新たに製作したBGO検出器は筑波大学型のデザインをベースにしているが、より大型のGe検出器に対応できるよう改良を施した。補助検出器としては九州大学にて開発されたSi Ball検出器、クーロン励起用粒子検出器、内部転換電子測定用磁気分析器などがある。共同実験では約半年間に、１２件のガンマ線分光実験を行った。この研究会の一つの目的はこの共同実験で得られた成果について討議し今後の研究方向を探ることにある。

これまでの成果としては大きく分けて、①異常クーロン励起現象、②A＝６０領域の高スピン状態、③A＝130領域核の高スピン状態、④原子核の電磁的性質に分類される。①では^{155}Gdにおいてサイドバンドの励起断面積が異常に大きくなる現象があることが判った。[1-5] ②では^{62,64}Zn, ^{61}Cuのスピン13-16 ħ程度までの高スピン状態を同定し、イラスト状態が$g_{9/2}$軌道に入っている核子の数によって分類でき、基底状態からその数が順次増えていく構造があることが判った。[4,6] ③では^{142}Gd, ^{132}Csのスピン15-24 ħ程度までの高スピン状態を同定し、各々３個、２個、１個のM１バンドを見出した。[6-8] ④では^{193}Tlの基底バンドの$11/2^- \cdot 9/2^-$転移の内部転換電子を測定し、E2/M1混合比からオブレート変形を示唆した。[9] また、^{181}Taのｇ因子測定から$\pi[404]7/2^+$配位が主であることを導いた。[10] 他に実験装置の技術論文[11,12]がある。

以上の第１回共同実験はもともと日本に本格的なクリスタルボールを実現しようとい

う気運から始まったものである。諸般の事情からその予算化は果たせなかった。上記共同実験で準備できた１２台規模の多重ガンマ線検出装置は欧米の２世代前くらいの規模の装置にとどまっている。しかしながら、加速器・データ収集系・データ解析の総合性能において欧米と競争しうる装置であることを上記の成果は示している。第１回目の共同実験では日本独自の上記のような４つのテーマの立ち上げに成功したので、第２回共同実験を行いこの研究を更に発展させることとした。筑波大学と原研の関係者の討議の結果、期間を平成９年１０月から平成１０年４月の約半年間とし、検出器は筑波大学５台、原研６台からなる合計１１台の検出器を使用する。

原子炉工学部の協力により今年度予算で後６台分の検出器を整備できることになった。よって平成１０年度より、１２台が常時使用可能になる。当面この規模で実験を進める。当面使用する検出器の規模が固まったことで、現在の多重ガンマ線検出装置の名前を利用者グループの中で募集し、投票の結果 **GEMINI** という名前に決定した。

２．ガンマ線分光の新しいツール

今回の研究会ではこれまでの原研タンデムブースターでの重イオン安定核ビーム以外にガンマ線核分光の新たなツールについて討議し、ガンマ線分光の将来の方向性を模索することを目的とする。今後期待されるガンマ線分光の新しいツールとして、①増力された重イオン安定核ビーム、②ＲＩ（不安定核）ビーム、③フォトンビームが挙げられる。これらについて研究会の中で議論され、またこの報告集の中で紹介されるが、以下に簡単にその概要を紹介する。

①重イオン安定核ビームで先ず挙げられるのは、原研タンデムブースターの増力計画である。ブースターにより加速性能は大幅に増大したので、ビーム強度の増力が加速器への最大の課題となっている。そのためにＥＣＲイオン源をタンデム加速器のターミナルに載せ、多価イオンの引き出しを可能にする必要がある。また、既存の施設の増力計画としては東北大学新サイクロトロン計画、放医研高エネルギービームの利用などがある。

②不安定核ＲＩビーム利用は、原子核研究とりわけ核構造研究分野にとって最も期待されているオプションである。日本においては理研ＲＩＢＦ計画、ＫＥＫにおけるＪＨＦ計画、原研での中性子科学研究センターなどが進行中、あるいは検討段階にある。ガンマ線核分光研究はこれらの計画の中でも最も成果が期待される分野であり、我々研究者がこれらの計画に如何に参加していくかが問われている。特に、大型のガンマ線検出器は核構

造研究のみならず反応機構の研究などにも重要視されており、ＧＥＭＩＮＩで培われたハード・ソフト技術はこれらの計画の中で大きく役立てられるものである。

以上に比べて③フォトンビームはこれまでになく新しいツールである。高エネルギー電子ビームにレーザー光を当てると、コンプトン散乱光によって単色高エネルギー（10^{9} eV）のガンマ線ビームが得られる。このビームは電子エネルギーを光子に簡単に変換出来、高エネルギーが得られること、指向性が強くまさにビームとして取り出せること、100% に近い偏極度が得られること、単純に電子と光子のコンプトン散乱現象を基にしているため、エネルギー・方向などが精密に計算できることにある。現在既に 電総研 SOR TERAS、分子研 UVSORにより生成実験が進められており、西播磨において最近完成した次世代放射光施設 SPring-8 においても、8GeV の主リングあるいは入射器の電子線による逆コンプトンガンマ線生成計画がスタートしようとしている。研究対象として挙げられるのは核構造では (γ, γ') resonance fluorescence による原子核集団運動状態（シザーズモード、ＧＤＲ.....）、また(α, γ), (p, γ), (n, γ) の断面積精密測定をphotoreaction 逆反応で 行うことにより、宇宙元素合成、宇宙線の起源、銀河年代測定などの宇宙核物理のテーマも考えられる。

<u>参考文献</u>

1. M. Kidera et al., J. of the Phys. Soc. of Jpn, Letters section, 66 (1997) 285.

2. M. Oshima et al., Int. Conf. on Nucl. Nucl. Collision at Gatlinberg, (July, 1997).

3. M. Oshima et al., submitted to Phys. Rev. C

4. K. Furutaka et al., Z. Phys. A358 (1997) 279.

5. Y. Hatsukawa et al., Z. Phys. A 359 (1997) 3.

6. T. Hayakawa et al., Z. Phys. A357 (1997) 349.

7. M. Sugawara, et al., Z. Phys. A358 (1997) 1.

8. M. Sugawara, et al., Z. Phys. A (1998) in press.

9. T. Saitoh et al., Int. Conf. on Nucl. Struct. at the Limits at Argonne, (July, 1997).

10. N. Hashimoto et al., *ibid.*

11. M. Kidera et al., Nucl. Instrum. and Meth. A397 (1997) 304.

12. K. Furuno et al., Nucl. Instrum. and Meth. (1997) to be published.

2．^{155}Gdのクローン励起によるEnhanced Side-band Population

Enhanced Population of Side Band of ^{155}Gd in Heavy-Ion Coulomb Excitation

Masumi OSHIMA, Takehito HAYAKAWA, Yuichi HATSUKAWA, Michiaki SUGITA, Kazuyoshi FURUTAKA, Masanori KIDERA*, Jun-ichi KATAKURA, Makoto MATSUDA, Hideshige KUSAKARI,[1] Kazushi TERUI,[1] Katsuhiro MYOJIN,[1] Daisuke NISHIMIYA,[1] Masahiko SUGAWARA[2] and Toshiyuki SHIZUMA[3]

Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Ibaraki 319-11, Japan, [1] *Chiba University, Inage-ku, Chiba 263, Japan,* [2] *Chiba Institute of Technology, Narashino, Chiba 275, Japan,* [3] *Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan*

Abstract

In the Coulomb excitation of ^{155}Gd with heavy projectiles, ^{32}S, ^{58}Ni and ^{90}Zr, unexpectedly large enhancement of a positive-parity side band has been observed. This enhancement could not be reproduced by a Coulomb-excitation calculation taking into account the recommended upper limits of $E1$ or $E3$ transitions, which are compiled in the whole mass region, and is proportional to the electric field accomplished in the Coulomb-scattering process.

Keywords: ^{155}Gd, Coulomb excitation

In Coulomb-excitation (COULEX) experiments with heavy ions, it is well known that the $E2$ excitation is the dominant excitation process and the ground-state rotational band (ground band), the members of which are connected with enhanced $E2$ transitions, is the most strongly excited. So far there is no exception for this rule. In our previous paper [1], however, we reported a new phenomenon of exceptionally strong population of the side band of ^{155}Gd in a Coulomb excitation experiment by a heavy ^{90}Zr projectile. The low-lying

level structure of ^{155}Gd has been studied through the previous investigations [2,3]. The ground-state is known to have a configuration of a negative-parity $\nu 3/2[521]$ orbit and a one-quasiparticle positive-parity side band based on a $\nu 3/2[651]$ orbit has been identified with the band head at 86 keV. Since the parities of the two bands are different, the side-band members are considered to be excited via $E1$ and/or $E3$ transitions from the ground-band members in multiple COULEX process. $E\lambda$ matrix elements of intraband and interband transitions are used in evaluating the COULEX cross section. Even when such matrix elements have not been measured, we know at least their upper limits, i.e., the recommended upper limits (RUL) derived from the compilations of the experimental data in the whole mass region [4]; they are used for the calculation of COULEX cross sections. The COULEX cross section of a state can be calculated unambiguously from the $E\lambda$ matrix elements concerned using the computer code, COULEX [5]. In the previous analysis [1] which took into account the RUL for $E1$ and $E3$ strength it was difficult to explain the enhanced populations of the side band members; in order to reproduce the measured cross section enhanced $E3$ strength as large as 600 Weisskopf (single particle) unit are required, which exceeds well the RUL. In a further experiment, we investigated the excitation process which is much dependent on the Coulomb field produced in the heavy-ion collisions, by using lighter ^{32}S and ^{58}Ni beams. From the dependence of the Coulomb-excitation cross section on the kind of projectiles and the scattering angle, the enhancement relative to the calculation for the RUL is roughly proportional to the electric field accomplished in the Coulomb-scattering process. The origin of this new experimental result has not been clarified yet; at present it can be interpreted in several ways. One is based on the inelastic scattering due to the nuclear force. The second possibility is that strongly K-mixed bands may provide many excitation pass ways to the side band. The third one is that a downward transition from the ground to side band might be enhanced in the strong photon field acccomplished in the COULEX process. These possibilities will be pursued in future experiments.

REFERENCES

* On leave from Kyushu University, Hakozaki, Fukuoka 812, Japan.

[1] M. Kidera, M. Oshima, Y. Hatsukawa, K. Furutaka, T. Hayakawa, M. Matsuda, H. Iimura, H. Kusakari, Y. Igari, and M. Sugawara, J. of the Phys. Soc. of Japan **66**, 285 (1997).

[2] G. Løvhøiden, J.C. Waddington, and K.A. Hagemann, Nucl. Phys. **A148**, 657 (1970).

[3] M.A. Riley, J. Simpson, M.A. Bentley, P. Fallon, P.D. Forsyth, J.C. Lisle, J.D. Morrison, E.S. Paul, J.F. Sharpey-Schafer, and P.M. Walker, Z. Phys. **A345**, 121 (1993).

[4] W. Andrejtscheff, K.D. Schilling, and P. Manfrass, Atom. Data Nucl. Data Tables **16**, 515 (1975); P.M. Endt, it ibid **26**, 47 (1981).

[5] A. Winther and J. de Boer, *in Coulomb Excitation*, edited by K. Alder and A. Winther (Academic, New York, 1966) p.303.

3．原研タンデム加速器とタンデムブースター

吉田　忠

日本原子力研究所　東海研究所
原子炉工学部　加速器管理室

1．はじめに

１９８２年、新しい原子力研究の展開を目指し、原研タンデム加速器は設置された　それまでの５ＭＶの加速器を用い、軽イオン加速による中性子を利用した研究形態とは、比較にならないほど広範囲の研究環境が生まれたことは云うまでもない。同時に多くの研究用実験装置の整備と相まって、多くの研究者により基礎研究を推進するために利用されてきた。現在稼働中の大型の加速器の中でも特に安定に動作することから、原研内部はもとより協力研究により大学を始め国立研究機関及びメーカー等からの利用者も多い。さらに、平成５年度にはイオンエネルギーを２．５～４倍にする事の出来る超伝導ブースターを付置したことにより、１０００ＭｅＶ以下の領域の研究が可能となった　基礎研究分野では特に使いやすい静電型加速器であり、研究範囲も大幅に拡大し、今後の研究に有効な加速器施設である
以下に各加速器の仕様、性能を紹介し、今後の研究の一助になることを期待している

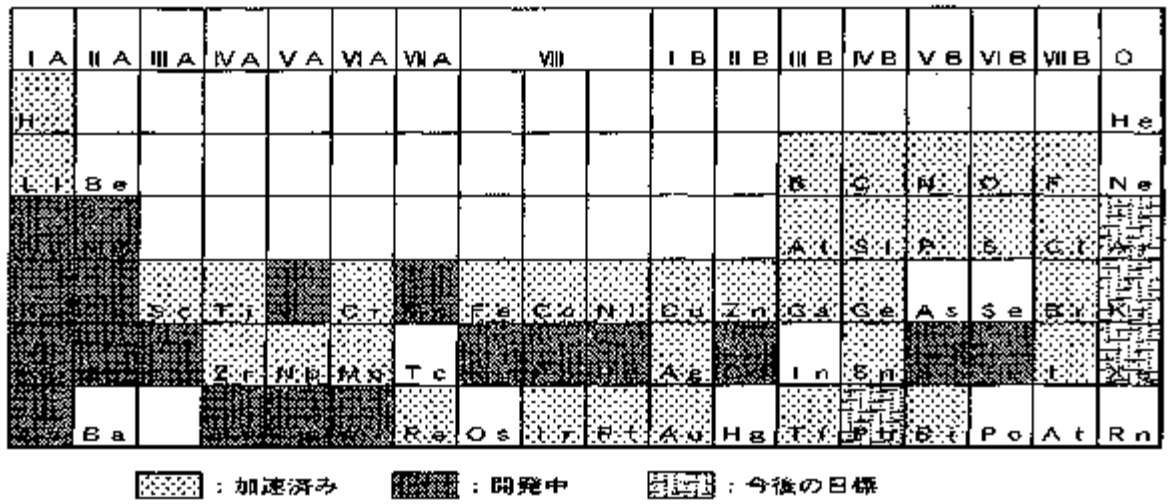
2．タンデム加速器

現在世界で稼働している大型の静電加速器の中でも、特に多種類の重イオンビームを加速する加速器として、第１級の性能を維持しつつ稼働している。静電型加速器の中でも特殊な形状をした加速器の一つであり、同型の加速器は米国に１台有るのみである。制御のしやすさ、安定性ともに優れた加速器であり、建設数年後から現在に至るまで年間４～５千時間の運転を継続している。第１表にタンデム加速器の緒言を示す．

圧力容器	直径　8.3m　全高　26.6m	端子電圧	２．５～１８MV
絶縁支柱	直径　2.74m　全高　13.72m	負イオンエネルギー	２２０KV
高電圧端子	直径　3.51m　全高　4.47m	最終エネルギー	２０～３５０ＭｅＶ
加電装置	六ふっか硫黄ガス　6.7kg/cm2	ビーム電流	陽子　　3μＡ
電圧分割方式	コロナポイント方式		塩素、よう素　0.5pμＡ
動力伝達機構	アクリルシャフト回転式	イオン源	負イオン源　SNICS－Ⅱ　３台
制御装置	CAMAC-並列処理計算機制御		正イオン源　（ＥＣＲ）イオン源
ターゲット室	６室　１５ビームライン	加速可能イオン種	水素ーウラン　（安定元素のみ）

第１表　タンデム加速器の主要諸元

タンデム加速器のイオン源は、３台のセシウムスパッター型イオン源を、２基の高電圧架台に設置してあり、常時運転を続けている。これにより、常に安定した状態でイオンを発生することが出来る．第１図にタンデム加速器で加速可能なイオン種を示す。負イオン源が主であり、希ガスは負イオン発生が困難であるため、この部分の改良として、平成９年度の整備において、高電圧端子に設置されているイオン源を、電子サイクロトロン共鳴型イオン源（ＥＣＲイオン源）



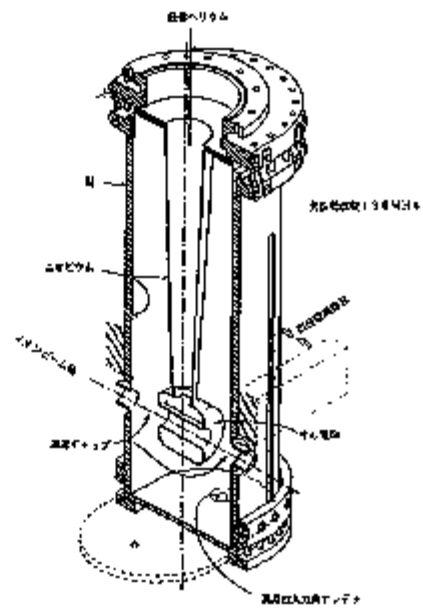
第１図　タンデム加速器で加速可能なイオン種

に変更する予定である。ＥＣＲイオン源は制御部分が少なく、多価のイオンを発生することができ、タンデム加速器にとって非常に有効なイオン源と期待している。これにより、希ガスイオンを加速できるようになる他、重金属質イオンを発生させ、高多価、大電流イオン源として活用できるようになる予定である。

折り返し構造を持つ加速器は、多くの優れた特徴を持つ反面、多くの電子回路及び制御回路を内蔵することから、放電に対する対策は最も重要な一つであり、機器設置時の接地対策、配線関係の処理には特別の注意を払っている。さらに、高電圧端子には、イオンビームを分析し、目的のイオンビームを高エネルギー加速管に導くため、大型の電磁石を有している。これに必要な電力は１５ＫＷと大きく、大型の発電機及びそれを駆動するための駆動機構を必要とし、原研のタンデム加速器でも最も整備の必要な部分となっている。タンデム加速器のマシンタイムは、３～４カ月間連続的に運転を行い、その後１カ月の整備を行うが、この整備の中で最も多くの時間を必要とするのが、この電源関係の整備である。さらに電子回路の安全性を得るため、加速器の端子電圧は制限せざるを得ない。１７ＭＶを越える端子電圧での放電は、極端に電子回路を故障させる可能性が高い。故障復帰には最も早い修理で約１週間を要する。この期間のマシンタイムは自動的に取り止めとなることから、大きな損失となる。最近の運転では、加速電圧を押さえ、価数の多いイオンを使用した運転を採用するよう心掛けている。

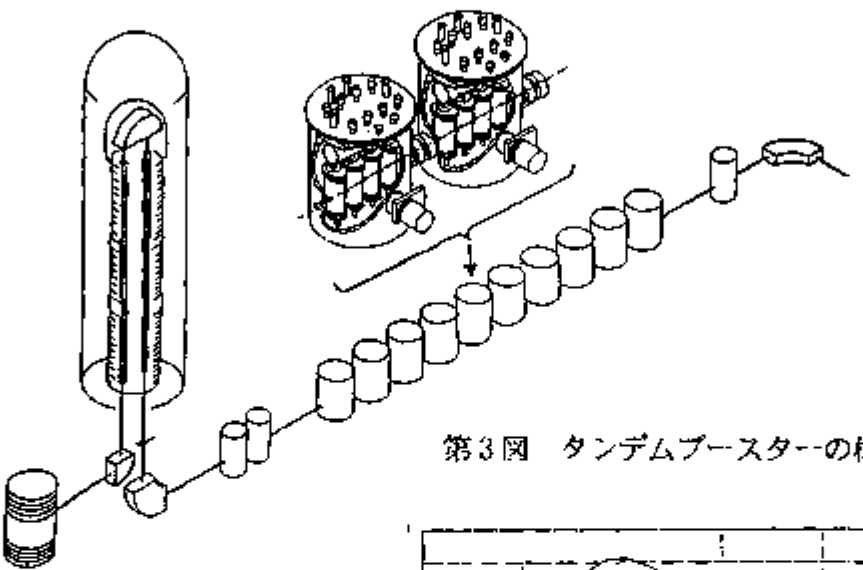
３．タンデムブースター

超伝導を利用した１分の１波長型共振空洞を採用している。第２図に加速空洞の断面図を示す。タンデム加速器から加速されてくるビームラインの一本の先端に設置され、イオンビームを再加速するように配置されている。多くのイオン種、エネルギー範囲の広さに対応するため、



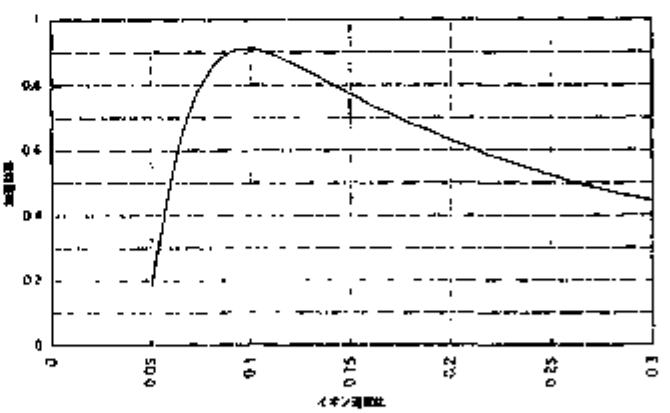
第２図　１／４波長型加速空洞

加速範囲を広くとれる2ギャップ空洞としてある。バンチャーにも同型の空洞を使用し、さらにイオンビーム利用効率を上げるため、2倍の周波数のバンチャーを組み合わせてある。これによりタンデム加速器から導かれてくる直流電流をパルス化するが、理論的には約60%のイオンビームを加速することができ、それに近い性能を確認している。加速空洞は1基のクライオスタットに4台の加速空洞を組み付けてあり、合計10台のクライオスタット、40台の加速空洞を設置した、30MV/1価相当の加速器である。加速を終了したイオンビームはデバンチャーによりエネルギーを揃えられ、実験装置に導かれる。実験装置は核物理関連研究専用に2本、核分光及び物性関連研究用に1本があり、それぞれの研究用に実験装置が設置されている。第3図にタンデム加速器とブースターの構成図を示す。



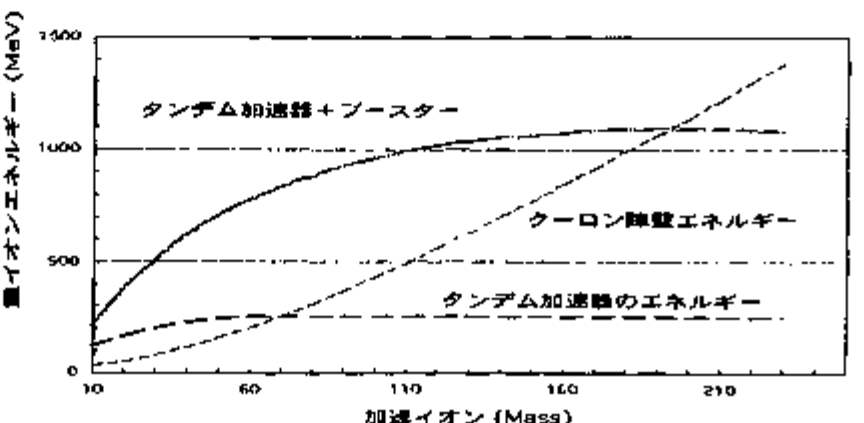
第3図　タンデムブースターの構成図

タンデムブースターで加速できるイオン種は、炭素より重いイオンに限られるが、最重イオンではイオン速度が不足し、十分な加速ができない。加速空洞はイオンの速度が光速の10%に最適値が設定されており、10%以下は急送に加速効率が落ちるためである。第4図に加速特性を示す。第5図にタンデム加速器及びタンデムブースターによる加速特性を示す。



第4図　空洞の加速特性

第5図　タンデム加速器及びブースターによる加速特性



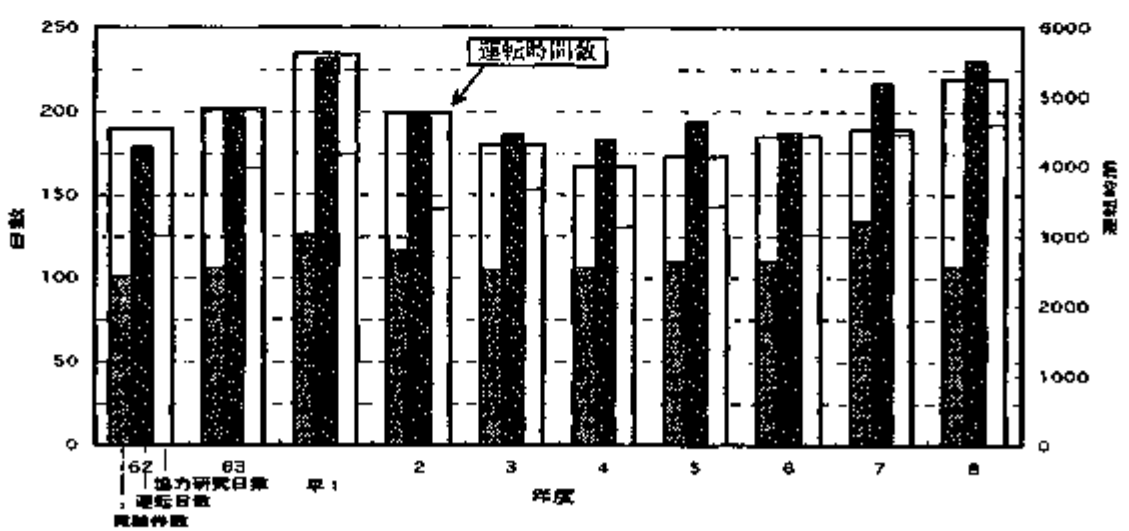
加速イオン種	加速エネルギー(MeV)		合計加速電圧	加速位相
	入射	出力	(MV)	(deg)
35C 14+	164	446	27.6	25
58Ni 20+	190	658	27.7	18
107Ag 25+	231	798	28.3	21
127 I 27+	225	880	30.2	18
197Au 25+	340	912	30.7	22

第２表　ブースターによる加速例

また、これまでに行われた加速試験の結果を第２表に示す。タンデムブースターはイオン電価の多い方が効率的に加速できるため、荷電変換装置をタンデム加速器で加速後のビームラインにも設置してある。これにより重い方のイオンは約２５価～３３価になり、効率的な加速を可能にしている。

4．タンデム加速器系の利用

タンデム加速器の運転は、２４時間を基本に運転され実験に使用されている。各研究者は最低２４時間のイオンビーム利用ができる。多くの週末は金曜日から翌週の月曜日朝まで連続で実験を行うことを原則としている。このような方法によるマシンタイムの期間は３～４カ月連続的に行い、約１カ月間の整備期間を置く。近年の運転ではタンデム加速器の故障によるマシンタイムの中断は殆ど無い。国内最大の静電型加速器であり、協力研究により原研外の研究者も使用できることから、多くの大学等の研究者により利用されている。第６図にこれまでに使用された実績を示す　主な利用は原子核物理、核化学、固体物理、原子分子、材料物性、照射損傷等、多岐に渡っている。研究者数も原研内研究者が約６０名、外部研究者は約１００名に及んでいる

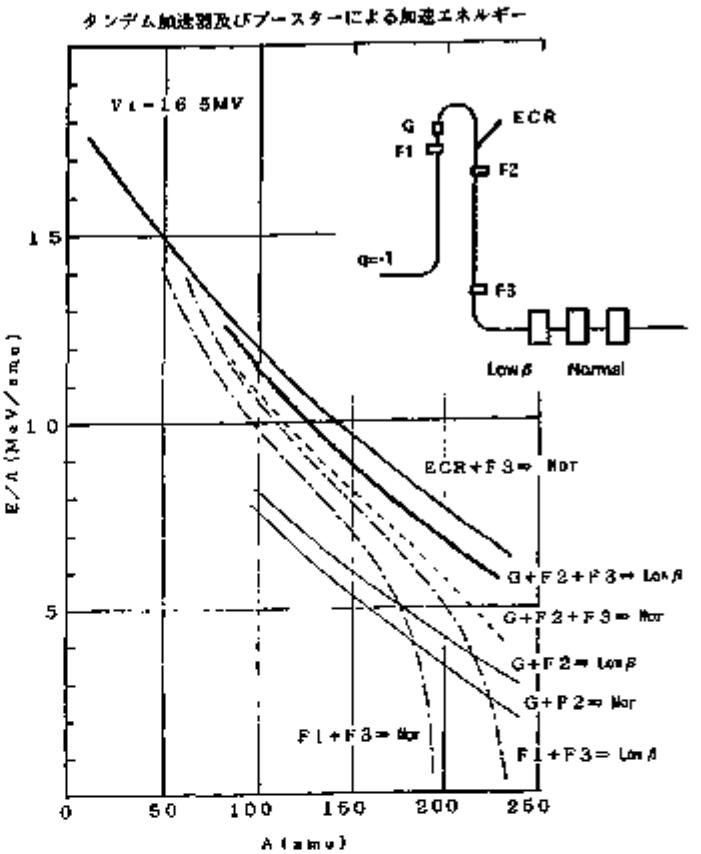


第６図　タンデム加速器の利用実績

5．今後の目標

ブースターを有効に使用するため、大電流高多価イオンの発生が急務となっている。このため、冒頭にも述べてあるが，ＥＣＲイオン源の早急な整備を行う。これにより希ガスイオンを利用した研究が開始できるほか、重金属質イオンの高エネルギー大電流による実験研究も可能になる。また，低速イオン加速用空洞(Low β）の研究を進め、将来的にはウランイオンのような重イオンまで加速できるように拡張していく予定である。第７図に各種の機器をを組み合わせたときに得られる、核子あたりのエネルギーの概略を示す、

さらに効率的な加速器利用を可能にするため、機械部分のみではなく、制御系の改良も進めている。省力のための改良、安全な運転を可能にする改良、そして簡便な手法による運転方法の確立を目指し、制御プログラム及びハードウエアーの改良を進めている、



第７図　加速器装置の総合特性

6．おわりに

タンデム加速器及びタンデムブースターは、基礎研究用の装置として国内最高性能の装置で有るばかりではなく、各種の実験研究装置の揃った環境で、多岐にわたる研究用として利用可能である、多くの研究者の要望に応えるべく、常に改良を進めていく用意があり、率直なご意見をお聞かせ願いたい、各研究者のより一層の利用と成果を期待している，

参考文献

1）JAERI-Tech 95-034 タンデムブースターの開発と建設
2）JAERI Review 95-017 JAERI TANDEM & V.d.G. ANNUAL REPORT
3）第８回、第９回タンデム加速器及びその周辺技術の研究会報告集

4. Hf-W-Os領域原子核の核異性体について

静間俊行 筑波大物理

質量数≈ 180，陽子数≈ 70 ～ 76 をもつ原子核では，スピンの対称軸射影成分 (Ω) が大きな軌道がフェルミ面近傍にあり，比較的大きな K 量子数をもつ状態がイラスト付近に現れてくる。ある K 量子数をもつ状態は，より小さな K 量子数をもつ状態へ崩壊して行くが，異なる K 量子数をもつ状態間の遷移では，通常のスピン・パリティによる選択則に，K 量子数による制約 (K 選択則) が加わる。したがって，始状態と終状態の K 量子数の差 (ΔK) が大きな遷移では，始状態はしばしば核異性体として観測される。この K 核異性体からの崩壊ガンマ線の遷移強度は，ガンマ線の多重度を λ とした場合，禁止の度合 $\nu(=\Delta K-\lambda)$ 毎に，10 から 100 倍遷移強度が弱められるということが，経験的にわかっている [1]。しかしながら，近年になって，この経験則を大幅に破るような遷移が何例か観測され，数多くの議論がなされている [2]– [8]。この領域の原子核の高励起・高スピン状態の実験的研究方法として，これまでは，主に (HI,xn) 反応が用いられてきた。しかし，入射核，標的核ともに安定同位体という制限から，ベータ崩壊安定線近傍の原子核より重い核については，K 核異性体の存在が予想されているにも関わらず，その高スピン状態はあまり詳しく調べられていない。以下では，陽子数 70 の Yb 原子核について，具体例をあげて，ベータ崩壊の安定線近傍の原子核の実験的研究方法について紹介する。

Yb 同位体では，$^{168,170-174,176}$Yb が安定元素として天然に存在する。質量数が 169 以下の原子核は，重イオンを用いた (HI,xn) 反応によって，その高スピン・高励起状態を作り出すことができる。一方，$^{170-172}$Yb は，α 粒子よりも重いイオンビームを用いた (HI,xn) 反応では生成できず，(α,xn) 反応でのみ可能である。しかしながら，α ビームでは，持ち込む角運動量が小さく，残留核の最大角運動量はせいぜい 14 ～ 16 $\hbar$ 程度である。実際，^{170}Yb[9] と ^{172}Yb[10] は，それぞれ，^{170}Er(α,4n)，^{170}Er(α,2n) 反応でインビーム実験がおこなわれており，2 準粒子配位に基づく回転帯は，スピン 13 ～ 14 $\hbar$ まで観測されているが，さらに高いスピンで存在が期待できる 4 準粒子配位に基づく状態は報告されていない。^{170}Yb，^{172}Yb の場合，このような高いスピン (≈ 20 $\hbar$) をもつ状態の生成は，^{13}C や ^{9}Be のような比較的重いイオンビームを用いる ^{164}Dy(^{13}C,α3n)^{170}Yb，^{170}Er(^{9}Be,α3n)^{172}Yb 反応において達成できるものと思われる。しかしながら，^{164}Dy(^{13}C,α3n) や ^{170}Er(^{9}Be,α3n) の反応断面積は，非常に小さく (≈ 10 mb)，全断面積の数%程度である。そのため，シリコンボール [11] のような荷電粒子検出器を用いて，反応チャンネルを選別し，10 ～ 20 台以上のゲルマニウム検出器を用いて，p-γ-γの測定が必要である。このような方法が有効であることは，^{176}Yb(^{13}C,α3n)^{182}W 反応を用いたわれわれの研究

[12] によって示されている。

つぎに，質量数173以上のYb同位体であるが，これらの原子核は，入射核，標的核ともに安定同位元素の組み合せをもつ核融合反応において，有意な反応断面積をもって作り出すことはできず，最近までは，その高スピン状態はほとんどわかっていなかった。しかしながら，加速器技術の発達と巨大ゲルマニウム検出器システムの出現により，深部非弾性散乱を利用した中性子過剰核のインビーム実験が可能になった。深部非弾性散乱の反応過程では，標的核と入射核の間で核子のやりとりがおこなわれ，主に，標的核から入射核への中性子の移行が生じる。原研では，石井等によって，深部非弾性散乱を用いたNi領域の中性子過剰核の研究がすでにおこなわれている [13]。また，1994年に発表されたLee等の報告によると [14]，^{176}Yb標的に250 MeVの^{48}Caビームを照射した際，数mb/srの反応断面積で，$^{174-178}$Ybが生成され，スピンで最大20 $\hbar$の状態が観測されている。深部非弾性散乱では，入射ビームとして，5~10 MeV/uのエネルギーをもつ中性子の比率(N/A)のできるだけ大きい同位体を使用する。そのため，原研のタンデム+ブースターを使用し，たとえば，^{96}Zrビームを用いて，深部非弾性散乱を利用した質量数180領域の中性子過剰核の高スピン状態の研究がおこなえるであろう。この場合も，20台規模のゲルマニウム検出器があるに越したことはない。

以上，Yb同位体のみについて述べてきたが，同様な手法を用いて，中性子過剰Lu，Hf，Ta，W，Re，Os原子核の高スピン状態の研究がおこなえる。

参考文献

[1] K.E.G. Løbner, Phys. Lett. **26B** (1968) 369

[2] P. Chowdhury et al., Nucl. Phys. **A485** (1988) 136

[3] T. Bengtsson et al., Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2448

[4] P.M. Walker et al., Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 416

[5] B. Crowell et al., Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 1164

[6] N.L. Gjørup et al., Nucl. Phys **A582** (1995) 369

[7] K. Narimatsu, Y.R. Shimizu and T. Shizuma, Nucl. Phys. **A601** (1996) 69

[8] 静間俊行, 理研シンポジウム"ガンマ線分光が拓く21世紀の核物理",1996年12月

[9] P.M. Walker et al., Nucl. Phys. **A365** (1981) 61

[10] P.M. Walker et al., Nucl. Phys. **A343** (1980) 45

[11] T. Kuroyanagi et al., Nucl. Instrum. and Methods **A316** (1992) 289

[12] T. Shizuma et al., Nucl. Phys. **A593** (1995) 247

[13] 石井哲郎, 本研究会報告書

[14] I.Y. Lee et al., Proceedings of the LBL conference **35687** (1994) 314

5. ^{132}Csの高スピン状態及びPEX実験

High spin states in odd-odd ^{132}Cs

T. Hayakawa[1], J. Lu[2], K. Furuno[2], K. Furutaka[1], T. Komatsubara[2], T. Shizuma[2], N. Hasimoto[2], T. Saitoh[2], M. Matsuda[1], Y. Hatsukawa[1], M. Oshima[1]

1 Japan Atomic Energy Research Institute of Technology, Tokai, Ibaraki 319-11, Japan
2 Institute of Physics and Tandem Accelerator Center, University of Tsukuba, Ibaraki 305, Japan

Abstract. Excited states with spin larger than 5 $\hbar$ were newly established in the ^{132}Cs nucleus via the ^{124}Sn(^{11}B,3n) reaction. Rotational bands built on the $\nu h_{11/2} \otimes \pi d_{5/2}$, $\nu h_{11/2} \otimes \pi g_{7/2}$ and $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2}$ configurations were observed up to spin $I \sim 16\ \hbar$. The $\nu h_{11/2} \otimes \pi h_{11/2}$ band shows inverted signature splitting below $I < 14\hbar$. A dipole band was firstly observed in doubly odd Cs nuclei.

Keyword: ^{132}Cs

Nuclei in the mass $A \sim$130 region are known to be γ soft and their shapes are influenced by quasi-particles in high-j orbitals. The nuclear shapes are affected by different shape-driving forces of low-Ω $h_{11/2}$ proton and high-Ω $h_{11/2}$ neutron. The signature inversion of rotational bands with $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ configuration of odd-odd nuclei has been studied both experimentally[1,2] and theoretically[3,4]. The spin assignment of the rotational band is important to study the mechanism of the signature inversion. In ^{124}Cs and ^{126}Cs, the inversion states of low spin were reported using experimental method. The spin assignment of other Cs isotopes The systematics in lighter Cs and La isotopes (N≤71) and the calculations suggested that the signature splitting of the low-spin states was inverted and that the inversion spin from abnormal to normal increased with increasing neutron number. The signature of the low-spin states of ^{130}Cs (Z=55, N=75) [5] was inverted. However, the normal signature in ^{132}La (Z=57, N=75) [6] was reported. The spin assignment have been inconsistent in the higher isotopes of Cs and La. There is no data of the γ transition energies and high spin states of ^{132}Cs. To extend the systematics of Cs isotopes, high spin states of ^{132}Cs (Z=55, N=77) have been investigated through in-beam spectroscopy.

The nucleus ^{132}Cs was produced with the reaction ^{124}Sn (^{11}B, 3n) ^{132}Cs at a bombarding energy of 42 MeV with the Tandem accelerator at Japan Atomic Energy Research Institute (JAERI). The target consisted of a 1 mg/cm^2 layer of enriched ^{124}Sn on a thick Pb backing which served to stop the recoil nuclei. Gamma rays were detected with an array [7] of 10 HPGe detectors with BGO Compton suppressors and a LEPS to detect low energy photo-peak. The HPGe detectors were placed at angles of 32°, 58°, 90°, 122° and 148° with respect to the beam direction. The LEPS was mounted at the angle of 90°. The efficiencies of HPGe detectors were about 40 % relative to 3^{in} × 3^{in} NaI detector. The energy resolutions of HPGe detectors were 2.0-2.3 keV for 1.3 MeV γ ray of ^{60}Co source. The energy and timing data were written onto magnetic tapes, event by event, at two Ge detectors were fired. A total of 2 × 10^8 γ - γ coincidence events were collected. The gated spectra were constructed from 4k × 4k matrix. The spin assignment was derived from DCO ratios.

While J. -S. Tasi et al. [8,9] reported 17 low-spin excited states via ^{133}Cs(γ, n)^{132}Cs reaction, there was no information on high-spin states nor on γ transitions. Fig. 1 shows the level scheme of ^{132}Cs constructed from γ-γ coincidence relationships and intensity ratios. The excitation energies of the lowest three levels of 86.2, 108.3, and 185.9 keV

were the same as those reported in ref. [9]. The γ rays from excited states were in coincidence with Cs Kα X-rays.

In this work, three new rotational bands with signature partner (band 1-3) and a stretched dipole band (band 4) were observed. The two rotational bands have negative parity and the other positive parity. The band head of the positive parity band locates at higher excitaion energy than the others. Two decay paths from the dipole band were observed to band 1 and 3, although the 702 keV γ ray was a doublet and the 785.3 keV γ ray was very weak.

P. R. Sala et al. [5] reported three rotational bands with signature partner in ^{130}Cs. Their configurations were assigned to be $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ (positive parity band) , $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ and $\pi h_{11/2} \otimes \nu d_{5/2}$ (negative parity bands). Fig. 2 shows the signature splittings ($E(I) - E(I-1)$) of the three bands of ^{132}Cs and ^{130}Cs. The difference between odd- and even-parity members becomes smaller with increasing spin for the band 3 of ^{132}Cs. The difference between odd- and even-parity members of the band 1 is larger than the other. These patterns are the same as those observed in ^{130}Cs. We propose the configurations of the three bands to be $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ (Band 3), $\pi h_{11/2} \otimes \nu g_{7/2}$ (Band 2) and $\pi h_{11/2} \otimes \nu d_{5/2}$ (Band 1). The $\pi h_{11/2} \otimes \nu h_{11/2}$ band shows the inverted signature in the low-spin states. This feature has been systematically observed in lighter odd-odd Cs nuclei [1]. Inversion from abnormal to normal in ^{130}Cs was not observed, but in ^{132}Cs the inversion occurred at spin of 14 $\hbar$. This inversion spin was lower than those of ^{124}Cs and ^{126}Cs [1].

The dipole transition band has been a topic of high-spin states in this region. Some dipole transition bands were found in odd-A Cs isotopes [9,10]. This is the first observation for doubly odd Cs nuclei.

References

[1] Komatsubara, T., Furuno, K., Hosoda, T., Mukai, J., Hayakawa, T., Morikawa, T., Iwata, Y., Kato, N., Espino, J., Gascon, J., Gjørup, N., Hagemann, G. B., Jensen, H. J., Jerrestam, D., Nyberg, J., Sletten, G., Cederwall, B., and Tjøm, P. O.: Nucl. Phys. **A557** (1993) 419c

[2] Hayakawa, T., Lu, J., Mukai, J., Saitoh, T., Hasimoto, N., Komatsubara, T., Furuno, K.: Zeit. Phys. **A352** (1995) 241

[3] Tajima, N.: Nucl. Phys. **572** (1994) 365

[4] Liu, Y., Lu, J., Ma, Y., Zhou, S. and Zheng, H.: Phys. Rev. **C54** (1996) 719

[5] Sala, P.R., Blasi, N., Bianco, G.L. and Mazzoleni, A.: Nucl. Phys. **A531** (1991) 383

[6] Oliverira, J. R. B., Emediato, L. G. R., Rizzutto, M. A., Ribas, R. V., Seale, W. A., Rao, M. N., Medina, N. H., Botelho, S., and Cybulska, E. W.: Phys. Rev. **C39** (1989) 2250

[7] Oshima, M., Furuno, K., Komatsubara, T., Furutaka, K., Hayakawa, T., Kidera, M., Hatsukawa, Y., Mitarai, S., Shizuma, T., Saito, T., Hasimoto, N., Kusakari, H., Sugawara, S., Morikawa,T.,:to be published in Nucl. Instr. and Meth.

[8] Tasi, J. -S., Prestwich, W. V., and Lennett, T. J.: Zeit. Phys. **322** (1985) 597

[9] Firestone,R.B., Shirley,V.S.:Table of Isotopes 8th, Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California(1996)

[10] Hildingsson,L., Klamra,W., Lindblad,Th., Liden,Y., Ma R., Paul,E.S., Xu,N., Fossan,D.B., and Gascon,J.: Zeit. Phys. **340**(1991) 29

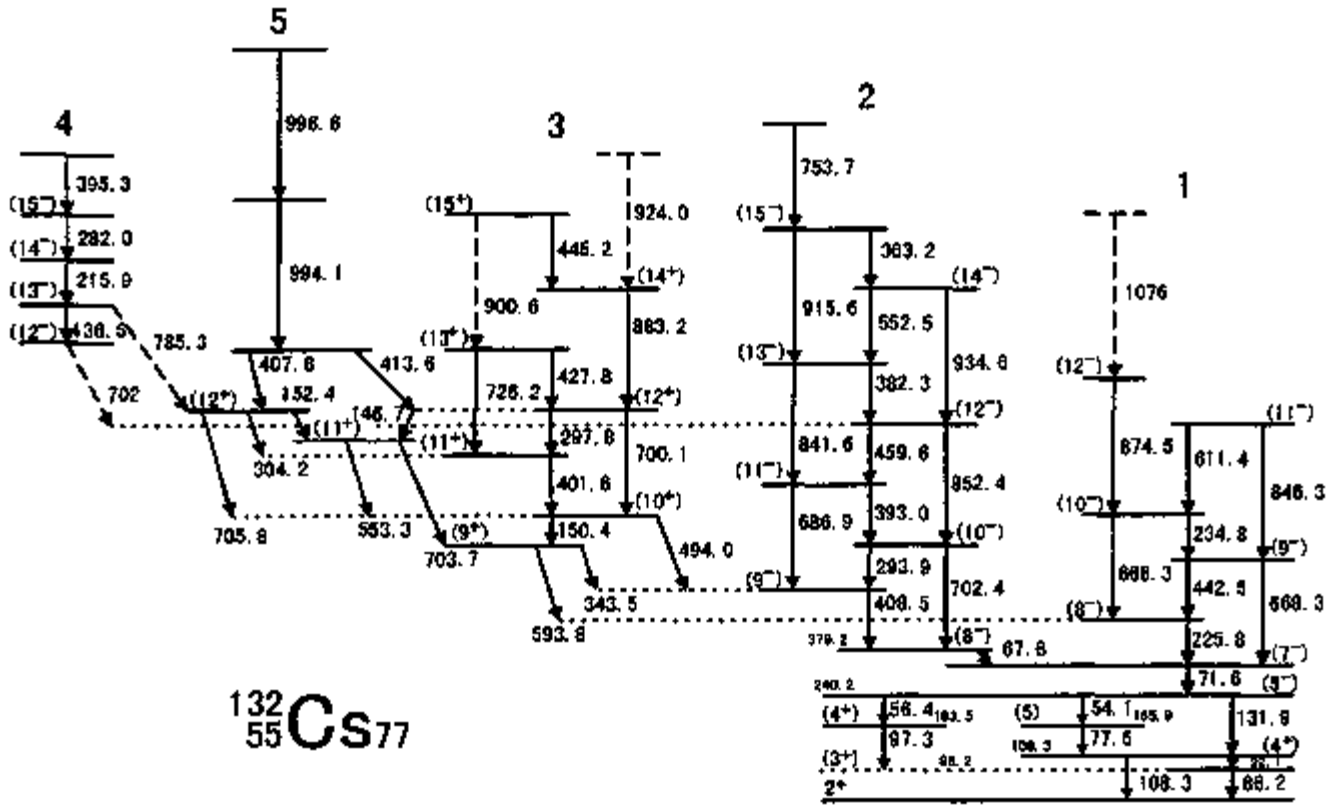


Fig. 1. The level scheme of ^{132}Cs.

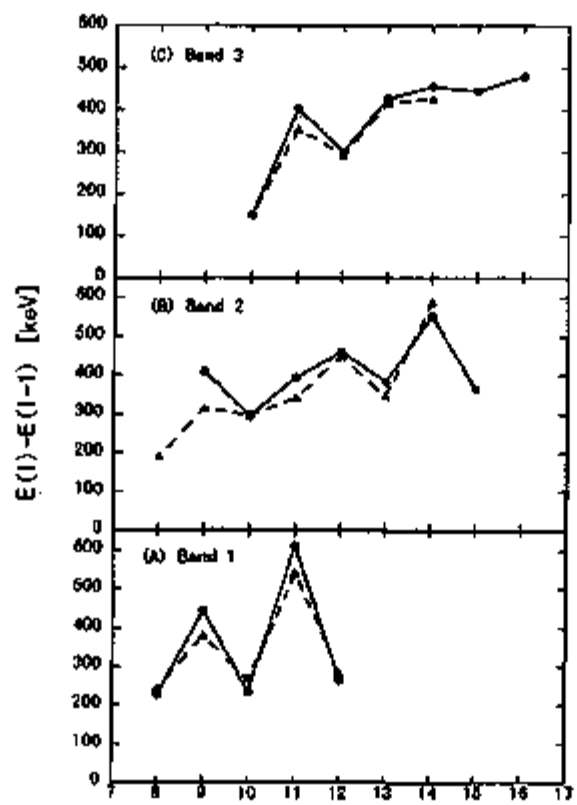


Fig. 2. The signature splittings of three rotational bands of ^{132}Cs (solid line) and ^{132}Cs (dashed line).

6．質量数 130、80領域のM1バンド

M1 bands in A～130 and 80 regions

菅原昌彦[1]，草刈英栄[2]，猪狩嘉延[3]，照井和志[2]，明神克弘[2]，西宮大輔[2]
御手洗志郎[4]，大島真澄，早川岳人，木寺正憲[5]，古高和禎，初川雄一

1．はじめに

数年前軽い鉛の領域で，励起エネルギーは回転バンド的であるにも関わらずcrossover E2遷移はほとんど観測されず，cascade M1遷移で強く結ばれる準位群が発見されM1バンドと名付けられた[1)]．これらのバンドは，それぞれ $\pi(h_{9/2}i_{13/2})11^-$，$\nu(i_{13/2}{}^{-2})12^+$の球形殻模型配位を持つ2つのisomerに崩壊することから，当初，弱くoblate変形した状態の上に形成されるproton high-Kバンドと解釈された．しかし，その後，これらのバンドに共通する特徴である，①慣性能率の四重極能率の2乗に対する比が通常の回転バンドでの値に比べて1桁程度大きい，②スピンの値が大きくなっても指標分離が見られない，等の点が，Principal Axix Cranking(PAC)模型では説明できない事が指摘された[2)]．それに対してS.Frauendorfらは，Tilted Axis Cranking(TAC)模型を用いてこのバンド構造を解析し，band headではhigh-spin proton particle状態とhigh-spin neutron hole状態のスピンがほぼ直角をなしているが，この角度が次第に小さくなることによって全角運動量が増加していくバンド（"Shears Band"）であると解釈した[3)]．さらに，彼等はshell model計算においてもこのようなバンド構造が現れうることを示した．[4)]

一方同じ様な特徴を持つM1バンドはA～130領域でも見い出されており[5)]，特に，N=78近傍の原子核では系統的に見い出されていたが，Zの大きい^{142,143}Gdではこれまでに M1バンドの報告はなかった．我々は1996年3月に行われた，原研タンデムブースターでの国内共同実験において，^{111}Cd(^{35}Cl,1p3n),(^{35}Cl,1p2n)反応を用いて^{142,143}GdにおけるM1バンドの観測に成功した。また，A～80領域でもListerらによって，N=46近傍の原子核においてM1の強いcascade遷移で結ばれるバンド構造が見出されている[6)]．このことは，Shears Bandというものが決して軽い鉛領域だけに見られる特殊なものではなく，その完全な理解のためには，軽い鉛領域と合わせて，A～130領域，A～80領域のM1バンドの特徴を調べる必要があることを示している．

2．A～130領域におけるM1バンドの特徴について

A～130領域では，A～120近傍からA～140近傍に至る広い領域で，M1バンド的な構造が観測されており，そこで見られるいくつかの特徴を以下に示す．

2-1　Dynamic moment of inertiaの系統性について

図1に，それぞれA～120近傍，A～130近傍，A～140近傍で観測されているM1バンド的な準位について，縦軸にspin I 横軸にE_γ=E(I)-E(I-1)をとってプロットしたものを示す．この場合，E_γは回転の角速度$\hbar\omega$に対応し，このグラフにおける傾きはdynamic moment of inertiaを表す．それぞれのデータ点はかなり直線からず

れているので必ずしも回転バンドとは言えないけれども，平均的な切片と傾きを見ると，質量数が大きくなるにつれて切片の値は大きくなり，傾きは逆に小さくなる傾向が見られる．

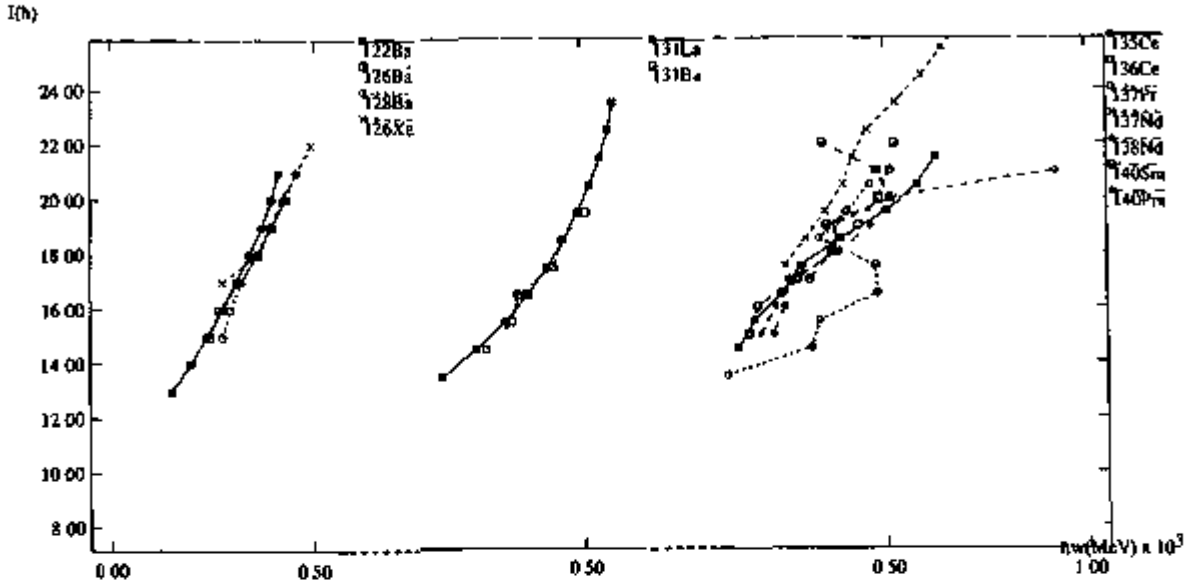


図１． A～120近傍，A～130近傍，A～140近傍で観測されているM1バンド的な準位について，縦軸にspin I 横軸にE_γ=E(I)−E(I−1)をとってプロットした図

2-2　M1バンドの崩壊経路について

図２に前回の原研タンデムブースター国内共同実験の結果得られた^{142}Gdのレベルスキームを示す．これまで^{142}GdではE2cascade 遷移で結ばれる４つの準位群（図２の"gsb","npb","$(nh_{11/2}^{-2})$","$(ph_{11/2}^{2})$"）がそれぞれ，(16^+),13^-,18^+,18^+まで見い出されていたが[7]，dipole遷移で結ばれる３つの準位群（図2の"(A)","(B)","(C)"）を新たに見い出した．この中で，"(A)"は偶spin＋parity状態と奇spin－parity状態の両方に崩壊している．このようなdipole cascadeはN=78の偶々核（^{136}Ce[8],^{138}Nd[9],^{140}Sm[10]）でも観測されており，これらを，スピンIと$E_\gamma(=\hbar\omega)$の関係としてプロットしたものを図3に示す．スピン16から下と20から上についてはisotone毎にかなりのばらつきがみられるが，16から20の間ではほぼ同一の傾きを持っており，核構造上共通の起源を持つと考えられる．そこでN=78偶々核のM1バンドについてその崩壊経路を模式的に表したものを図4に示す．いずれも偶spin＋parity状態と奇spin－parity状態の両方に崩壊するのは共通しているが，偶spin＋parity状態として^{136}Ceと^{138}Ndでは$(nh_{11/2}^{-2})$に，^{140}Smと^{142}Gdでは$(ph_{11/2}^{2})$にそれぞれ崩壊している．この領域で奇spin－parityをつくる配位としては$p(g_{7/2}h_{11/2})$, $n(h_{11/2}^{-1}d_{3/2}^{-1})$等が考えられる．一方中性子奇核である^{137}Ndでは，M1バンドは$\nu h_{11/2}\otimes\pi(g_{7/2}h_{11/2})$と$\nu h_{11/2}\otimes\nu(h_{11/2}^{-1}d_{3/2}^{-1})$に崩壊している[11]．従って，これらのことから次のように類推することができる．すなわち，A～130領域の偶偶核におけるM1バンドの主要

な配位は[$\pi(g_{7/2}h_{11/2})\otimes(\nu h_{11/2}^{-2})$]，または[$\nu(h_{11/2}^{-1}d_{3/2}^{-1})\otimes(\pi h_{11/2}^{2})$]であり，その崩壊する先の状態は励起エネルギーの相対的な関係により，($\pi h_{11/2}^{2}$)，($\nu h_{11/2}^{-2}$)，$\pi(g_{7/2}h_{11/2})$，または$\nu(h_{11/2}^{-1}d_{3/2}^{-1})$である（図５）．

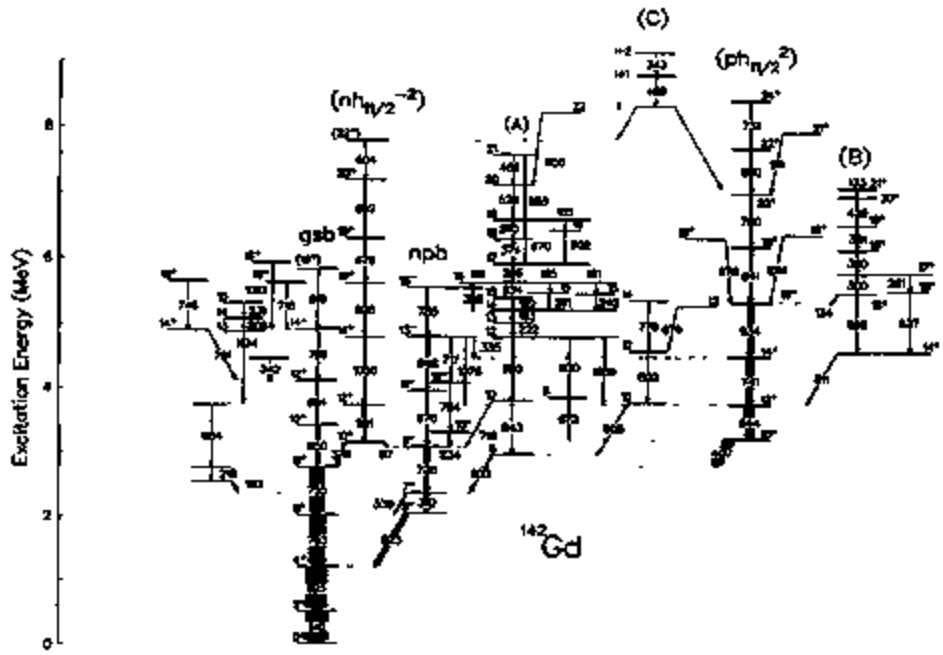


図２．^{142}Gdの準位図

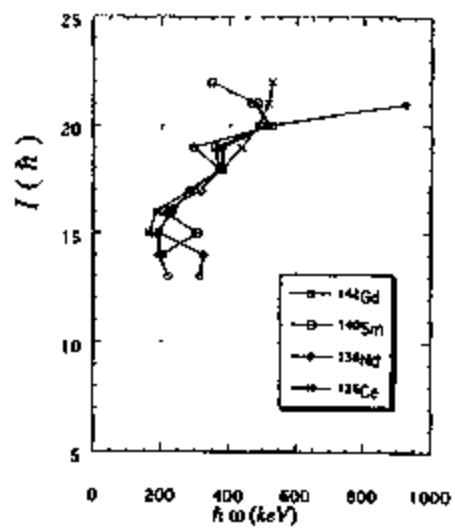


図３．N=78偶々核のM1バンドについて，スピンIを回転角速度$\hbar\omega$の関数として表した図

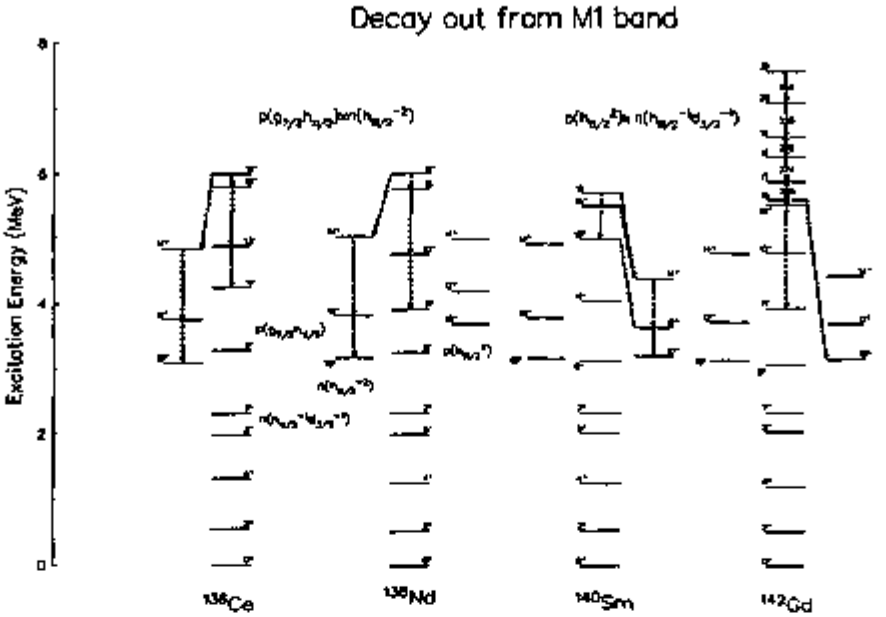


図４．N=78偶々核のM1バンドの崩壊経路

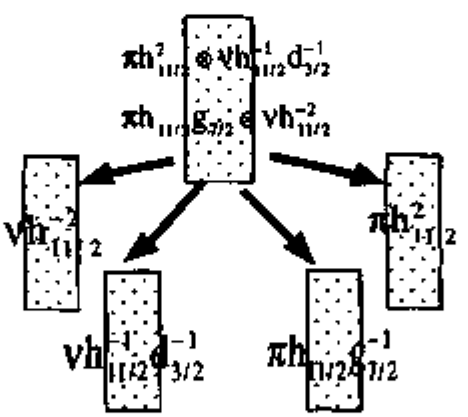


図５．A～130領域の偶偶核におけるM1バンドの主要な配位とその崩壊経路について模式的に表した図

2-3 ^{143}Gdの構造について

図6に，前回の原研国内共同実験の結果得られた^{143}Gdの準位図を示す．これまでは，図中"(A)"で表されるシークエンスが$31/2^{+}$まで，"(B)"で表されるシークエンスが35/2まで，"(C)"で表されるシークエンスが$31/2^{-}$までそれぞれ見出されていた[12]．今回これらのシークエンスをさらに高スピンまで拡張すると共に，dipole cascadeを１つ（"(D)"），E2カスケードを３つ（"(E)","(F)","(G)"）新たに見出した．^{143}Gdのイラスト状態の構造を推定するために，$11/2^{-}$状態からの相対的な励起

エネルギーとスピンの増加分をそれぞれ，縦軸と横軸にプロットしたものを図７に示す．図７には，^{143}Euのイラスト状態について行った同様のプロットを並べて示す[13]．^{143}Gdと^{143}Euはcoreが共通(^{144}Gd)なので図７のようなプロットをした場合よく似た振る舞いを示すと考えられる．図７中には^{143}Euの場合を参考にして推定した^{143}Gdのイラスト状態の配位を書き入れてある．図７から，どちらの場合も，イラスト状態には$h_{11/2}$を占める粒子の個数が１個ずつ増えるに従い，parityの異なる状態が交互に現れることが分かる．さらに，我々の実験で新たに見出されたdipole cascade(図６の"(D)")は$\nu h_{11/2}$を除けば，^{142}Gdの場合と共通の[$\nu(h_{11/2}^{-1}d_{3/2}^{-1})\otimes(\pi h_{11/2}^{2})$]を主要な配位として持つと考えられる．

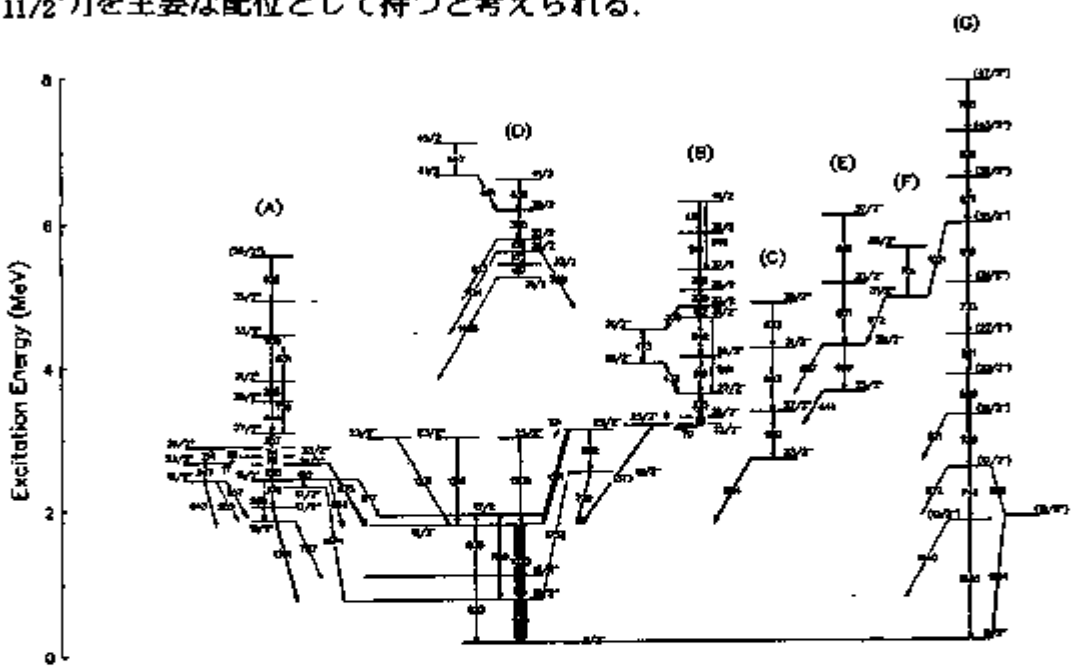


図６．^{143}Gdの準位図

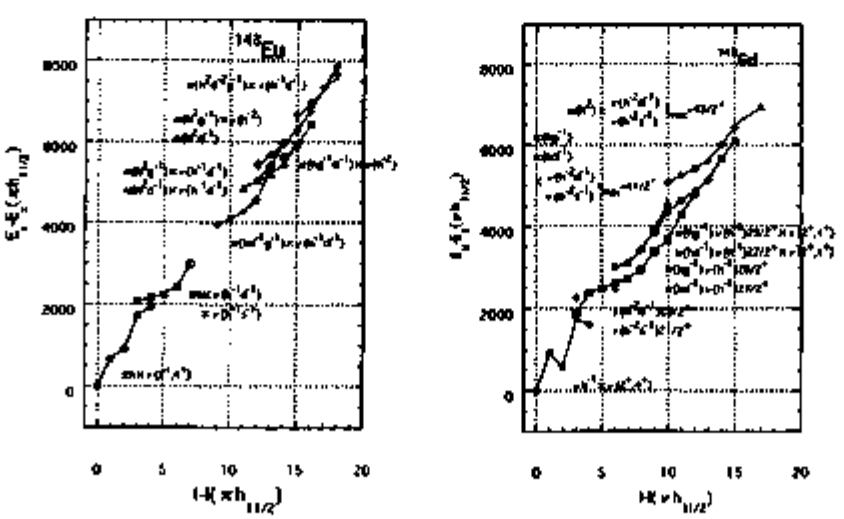


図７．^{143}Euと^{143}Gdのイラスト状態について，11/2$^-$状態からの相対的な励起エネルギーとスピンの増加分をそれぞれ，縦軸と横軸にプロットした図

3. A～80領域におけるM1バンドの特徴について

A～80領域ではListerらの研究により，N=46近傍の原子核において，$\pi(g_{9/2}^{2})\otimes\nu(g_{9/2}^{-2})$配位に基づくと考えられるM1の強いcascade 遷移で結ばれるバンド構造が見出されている[6]ことは前に述べた．この領域での特徴としては，Zの大きい^{88}Mo, ^{86}Zr, ^{84}SrではM1の強度がスピンの増加に伴ってzigzagのパターンを示すのに対して，^{81}Krではそれが見られなくなるという点があげられる．Listerらは IBM+2 broken pairsによる解析から，このM1に見られるスピン依存性は始状態と終状態のボソン数の違いから説明できるとしているが，今後，この領域におけるM1バンドの系統的な研究が必要である．

参考文献

1) M.A.Deleplanque; Nucl. Phys. A557,39c(1993)
2) G.Baldsiefen et al.; Nucl. Phys. A592,365(1995)
3) S.Frauendorf; Nucl. Phys. A557,259c(1993)
4) S.Frauendorf et al.; Nucl. Phys. A601,41(1996)
5) D.B.Fossan et al.; Nucl. Phys. A520,241c(1990)
6) C.J.Lister et al.; Nucl. Phys. A557,361c(1993)
7) W.Starzecki et al.; Phys. Lett. B200,419(1988)
8) E.S.Paul et al.; Phys. Rev. C41,1576(1990)
9) G.de Angelis et al.; Phys. Rev. C49,2990(1994)
10) S.Lunardi et al.; Phys. Rev. C42,174(1990)
11) C.M.Petrache et al.; Nucl. Phys. A617,228(1997)
12) M.Lach et al.; Z. Phys. A345,427(1993)
13)M.Piiparinen et al.; Nucl. Phys. A605,191(1996)

---

[1]千葉工業大学　自然系　物理
[2]千葉大学　教育学部
[3]千葉大学　理学部
[4]九州大学　理学部
[5]理化学研究所

7. The possible mass region for shears bands and chiral doublets

J.Meng and S. Frauendorf*
The Institute of Physical and Chemical Research (RIKEN),
Hirosawa 2-1, Wako-shi Saitama 351-01, JAPAN
*Institut für Kern- und Hadronenphysik, Forschungszentrum Rossendorf e.V.,
PF 510119, 01314 Dresden, Germany
(November 18, 1997)

The Tilted Axis Cranking (TAC) theory is reviewed. The recent progress of TAC for triaxial deformed nuclei is reported. More emphisis has been paid to the new discovered phenomena – chiral doublets and their explaination. The possibile mass reigon for the shears bands and chiral doublets and their experimental signature are discussed.

I. INTRODUCTION

For more than thirty years, the study of high spin physics has provided us a lot of information on the rapidly rotating quantum many-body system. In the seventies, the main efforts are focused on the understanding of backbending and the the propertues of the yrast bands [1]. With the discovery of the superdeformed bands in the eighties [2], a lot of new phenomena and exciting challenges have appeared. The new concepts of the identical bands, quantized spin alignments [3] and C_4-staggering [4], etc have proved that high spin physics is one of the most interesting topics in physics frontier.
Since the nineties, the orientation of the deformed density distribution relative to the (space fixed) angular momentum vector becomes a hot topic in high spin physics. Tilted Axis Cranking (TAC) [5] is the version of the meanfield theory that permits the calculation of the orientation of the deformed field together with the parameters that define its shape. Since its introduction, it has turned out to be a reliable approximation to calculate both energies and intraband transition probabilities . These applications are restricted to axial or slightly triaxial nuclei. In such cases the angular momentum lies in one of the principal planes (PP) defined by the principal axes (PA) of the density distribution. The interpretation of such *planar* solutions and the quality of the semi-classical approximation are discussed in refs. [6]. In triaxial nuclei there exist the possibility of *nonplanar* solutions, where the angular momentum vector does not lie in one of the PP. The existence of such solutions for a fixed triaxial shape has been demonstrated and interprented in ref. [7]. The exact quantal solutions are found numerically. They are compared with approximate solutions that correspond to the TAC version for this model system. Such approach has turned out to be quite instructive in the axial case, permitting a check of the accuracy and a refinement of the interpretation of the TAC approach [6]. Here I would like to give a brief review of the *planar* and *nonplanar* solutions and the physics connected with them. The possible mass reigon to look for such *planar* and *nonplanar* rotional bands experimentally are discussed in the last section.

II. CHIRAL DOUBLETS IN TRIAXIAL DEFORMED NUCLEI

In TAC one seeks HF solutions that rotate uniformly about the angular momentum axis $\vec{J}$ that is tilted with respect to the PA 1, 2 and 3 of the deformed density distribution. The orientation of the rotational axis is described by the two polar angles ϑ and φ. In order to find the orientation angles one diagonalizes the single particle routhian

$$h' = h_{def} - \vec{\omega} \cdot \vec{j} \tag{1}$$

where h_{def} is the hamiltonian of the non rotating deformed field, containing pairing if necessary. The angular velocity is given by the vector

$$\vec{\omega} = (\omega \sin\vartheta \sin\varphi, \omega \sin\vartheta \cos\varphi, \omega \cos\vartheta). \tag{2}$$

Each configuration $|\rangle$ constructed from the single - particle or quasiparticle levels corresponds to a rotational band. Each band has its individual tilt that is determined by minimizing the total routhian $E'(\omega, \vartheta, \varphi)$ with respect to ϑ and φ at fixed ω. At the minimum the angular momentum vector $\vec{J} = \langle \vec{j} \rangle$ and the angular velocity $\vec{\omega}$ are parallel [5]. These selfconsistency equations must be complemented by additional ones that determine the shape of the density distribution. In the present model study the shape is assumed to be given.
We study a model system consisting of a $h_{11/2}$ proton particle or hole and a $h_{11/2}$ neutron hole coupled to a triaxial rotor. The hamiltonian of this PRM is

$$H = h_{def} + \sum_{\nu=1}^{3} \frac{(I_\nu - j_\nu)^2}{2\mathcal{J}_\nu}, \tag{3}$$

For the moments of inertia the ratios of irrotational flow are assumed,

$$\mathcal{J}_\nu = \mathcal{J} \sin\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\nu\right)^2. \tag{4}$$

For $\gamma = 30°$, the moment of inertia $\mathcal{J}_2$ is the larger than $\mathcal{J}_1 = \mathcal{J}_3$. The hamiltonian of the deformed field is $h_{def} = \pm h_p - h_n$, where the plus sign referes to particles and the minus to holes. The single particle hamiltonian is given by

$$h = \frac{1}{2}C\{(j_3^2 - \frac{j(j+1)}{3})\cos\gamma + \frac{1}{2\sqrt{3}}[j_+^2 + j_-^2]\sin\gamma\}. \tag{5}$$

In the calculation we take $C = 0.25 MeV$ and $\mathcal{J} = 40\ MeV^{-1}$. corresponding to a deformation of $\beta \approx 0.25$. More details can be found in ref [6,7].
The TAC approximation to the PRM consists in two assumptions:

1. The operator $\vec{I}$ of the total angular momentum is replaced by the classical vector $\vec{J}$
2. $\langle \vec{j}^2 \rangle = \langle \vec{j} \rangle^2$

Assumption 1) expresses the semi classical character of the TAC approximation and assumption 2) its mean field character. Correspondingly, the wave function $|\rangle$ is the product of the proton and neutron wave functions. Implementing 1) and 2) into the energy given by eq. (3) and minimizing with respect to $|\rangle$, results in the TAC routhian (1) determining $|\rangle$, where the angular velocity $\vec{\omega}$ is given by

$$\omega_\nu = \frac{R_\nu}{\mathcal{J}_\nu}, \quad R_\nu = J_\nu - < j_\nu > . \tag{6}$$

Here, we have introduced the classical vector $\vec{R}$ of the rotor angular momentum. . The orientation of the rotational axis is found by minimizing the energy (3) with respect to the three components J_ν subject to the subsiduary condition that $J = \sqrt{J_1^2 + J_2^2 + J_3^2}$ is constant. Taking into acount the stationarity of $|\rangle$, one obtains

$$\frac{J_\nu - \langle j_\nu \rangle}{\mathcal{J}_\nu} = \omega_\nu \text{ or } J_\nu, \tag{7}$$

i.e. the TAC condition that $\vec{\omega}$ and $\vec{J}$ must be parallel. This is equivalent with finding the orientation angles by minimizing the total routhian

$$E' = < h' > - \frac{1}{2}\sum_{\nu=1}^{3} \mathcal{J}_\nu \omega_\nu^2, \tag{8}$$

with ω_ν given by eq. (2).
In the case of substantial triaxiality of the nuclear density distribution, there exist two possibilities:
i) The rotational axis ($\vec{J} \parallel \vec{\omega}$) lies in one of the three PP 1 - 2, 1 - 3 or 2 - 3. We call such a solution *planar*.

ii) The rotational axis does not lie in one of the PP. We call such a solution *nonplanar*
The high j particles tend to align with the 1 - axis because their torus like density distribution has the *maximal overlap with the triaxial core in the 2 - 3 plane. The high j holes tend* align with the 3 - axis because their dumbbell like density distribution has maximal overlap if its symmetry axis is parallel to the long axis. For $\gamma = 30°$, $\mathcal{J}_2$ is largest and it is favorable to built up the core angular momentum along the 2 - axis. Thus, if a proton hole and a neutron hole are coupled to the rotor the total angular momentum will lie in the 2 - 3 plane. The solution is planar, because $\vec{J}$ and the PA 1 and 2 are in one plane. At the band head, where $R = 0$, the angular momentum $\vec{J}$ is parallel to the 3 - axis With increasing spin it moves out into the 2 - 3 plane, as illustrated in the lower panel of fig II. If a high j proton particle and high j neutron holes (or vice versa) are coupled to the rotor, $\vec{J}$ will lie in the 1 - 3 plane at the band head and then gradually turn towards the 2 - axis, as illustrated in the lower panel of fig.II. Fig. II shows the levels obtained from a numerical diagonalization of the PRM hamiltonian Eq.(3). There is rather good agreement between the PRM and TAC. The TAC energies, which are not shown in Fig. II reproduce the PRM values very well.

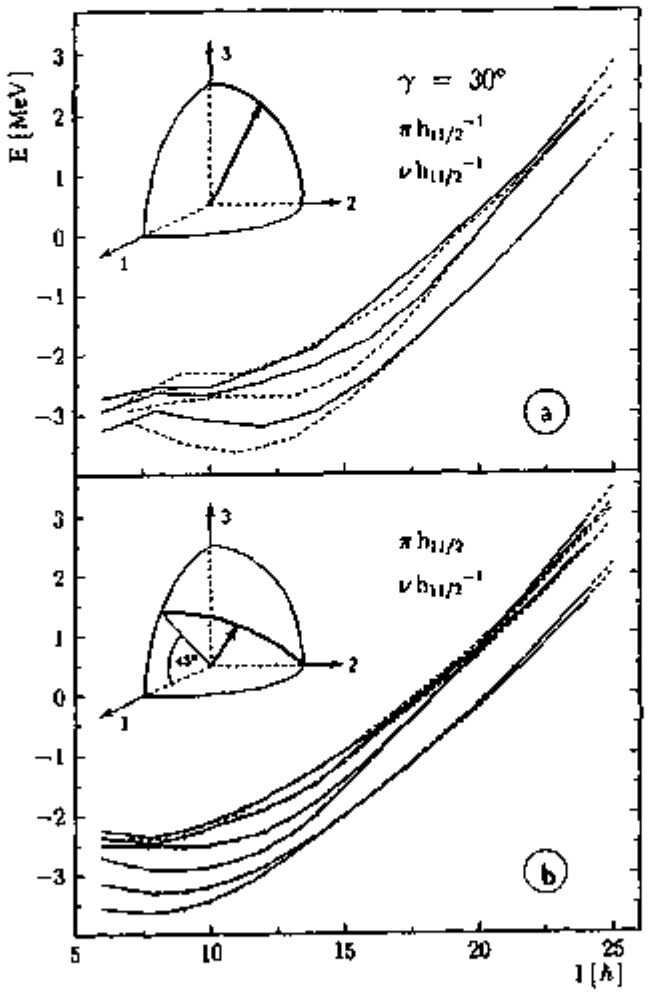


FIG. 1. Rotational levels of $h_{11/2}$ particles and holes coupled to a triaxial rotor with $\gamma = 30°$. The upper panel shows the case of a proton and a neutron hole and the lower panel the case of a proton particle and a neutron hole. *Full lines* correspond to even and dashed to odd spin.

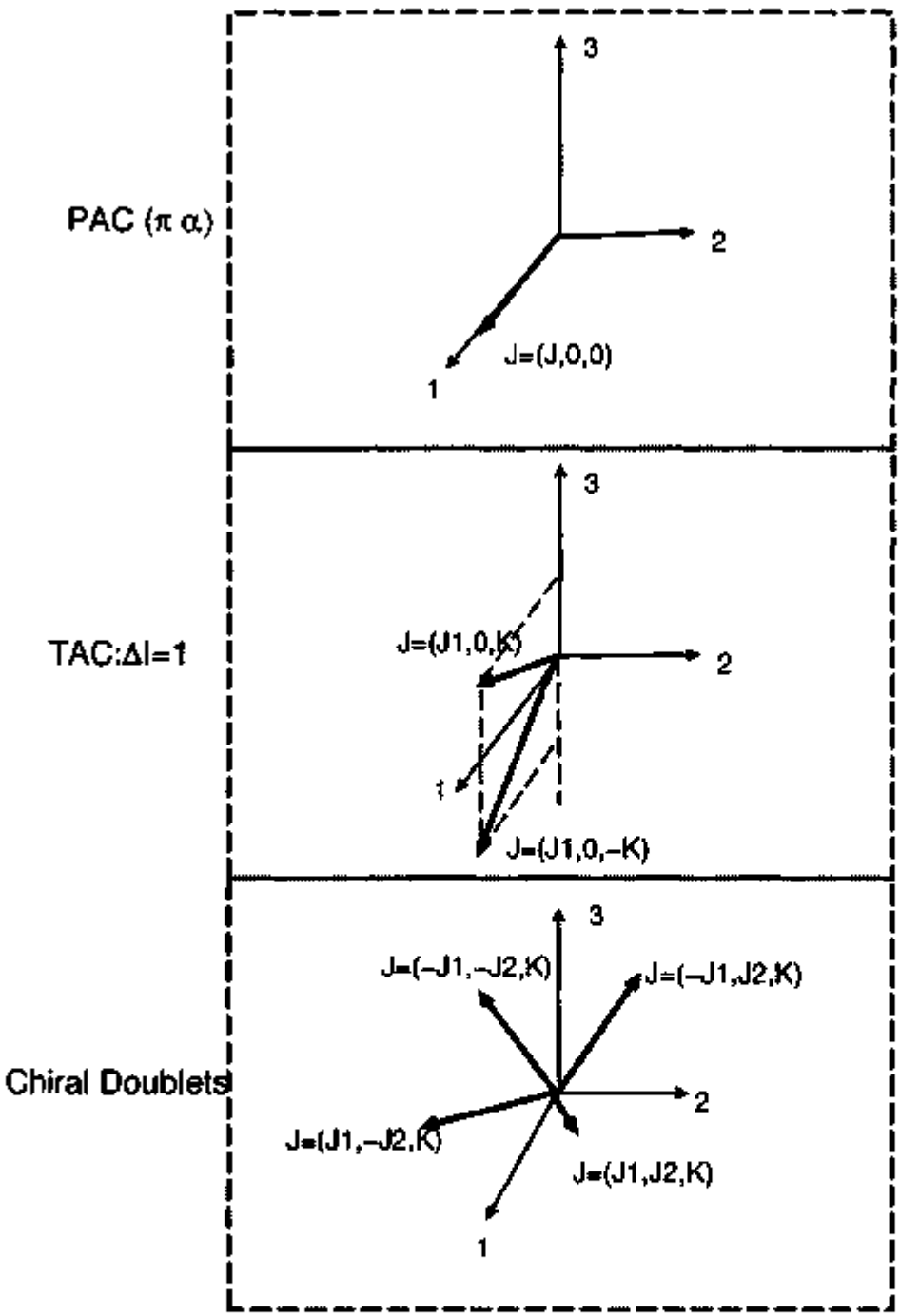


FIG. 2. The relation of symmetry and shears bands and chiral doublets: the upper panel shows the how $\delta I = 2$ bands appear in axial symmetric nuclei with signature symmetry; the $\delta I = 1$ bands for the axial symmetric nuclei without signature symmetry are shown in the middle; chiral doublets – two near degenerate $\delta I = 1$ bands appear in triaxial nuclei when the rotation becomes aplanar.

III. SYMMETRIES

In order to discuss the consequences of the symmetries in a transparent way, it is useful to represent the TAC solutions in a schematical way as in Fig. (II). The deformd density distribution is given by the quadrupole moments Q_μ. The latter define the intrinsic frame with the PA 1, 2 and 3 by the condition that the intrinsic quadrupole moments $Q'_1 = Q'_{-1}$ must be equal to zero and $Q'_2 = Q'_{-2}$. The triaxial shape is specified by the two moments Q'_0 and $(Q'_2+Q'_{-2})/\sqrt{2}$. The orientation of the density distribution is described by the three Euler angles ψ, ϑ and φ.

$$Q_\mu = D^{*2}_{0\lambda}(\psi,\vartheta,\varphi)Q'_0 + (D^{*2}_{2\mu}(\psi,\vartheta,\varphi) + D^{*2}_{-2\mu}(\psi,\vartheta,\varphi))Q'_2 \tag{9}$$

The angles ϑ and φ specify the orientation of $\vec{J}$ in the intrinsic PA frame. They take only the discrete values satifying the *selfconsistency* condition $(\vec{J} \,||\, \vec{\omega})$. Due to the rotational symmetry of the two body hamiltonian, there is a set of degenerate TAC solutions specified by the value of the angle ψ. The whole set of degenerate TAC $|\psi,\vartheta,\varphi\rangle$ solutions is given by the different values the quadruole moments Q_μ can take. The invariance of the of the intrinsic quadrupole moments Q'_0 and $(Q'_2 + Q'_{-2})/\sqrt{2}$ with respect to the rotations $\mathcal{R}_1(\pi)$, $\mathcal{R}_2(\pi)$ and $\mathcal{R}_3(\pi)$ implies that one may restrict the Euler angles to $0 \le \psi \le 2\pi$, $0 \le \vartheta \le \pi/2$ and $0 \le \varphi < \pi$. The other values give Q_μ that are already included. One may see this also directly from eq. (9) by using the symmetries of the D - functions and $Q'_2 = Q'_{-2}$. States of good angular momentum $|I, M = I\rangle$ correspond to a superposition of TAC solutions $|\psi,\vartheta,\varphi\rangle$ with the weight function $\exp(iI\psi)/\sqrt{2\pi}$ (angular momentum projection).
One must distinguish three cases:
1) *PAC solution*
$\vartheta = 0,\ \pi/2,\ \varphi = 0,\ \pi/2$.
Then

$$|\psi+\pi,\quad 0,\quad 0\rangle = \mathcal{R}_3(\pi)|\psi,\quad 0,\quad 0\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi,\quad 0,\quad 0\rangle, \tag{10}$$

$$|\psi+\pi,\pi/2,\quad 0\rangle = \mathcal{R}_1(\pi)|\psi,\pi/2,\quad 0\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi,\pi/2,\quad 0\rangle, \tag{11}$$

$$|\psi+\pi,\pi/2,\pi/2\rangle = \mathcal{R}_2(\pi)|\psi,\pi/2,\pi/2\rangle = e^{-i\alpha\pi}|\psi,\pi/2,\pi/2\rangle. \tag{12}$$

The signature α is a good quantum number and the values the total spin can take are restricted to $I = \alpha + 2n$. The PAC solution represents one $\Delta I = 2$ band.
2) *Planar TAC solution*
$\vartheta \neq 0,\ \pi/2,\ \varphi = 0,\ \pi/2$ or $\vartheta = \pi/2,\ \varphi \neq 0,\ \pi/2$
The signature symmetry is lost and all spins are possible. The planar TAC solution represents one $\Delta I = 1$ band.
3) *Nonplanar TAC solution*
$\vartheta \neq 0,\ \pi/2,\ \varphi \neq 0,\ \pi/2$
The signature symmetry is lost and all spins are possible. There are *two* degenerate solutions $|\psi,\vartheta,\varphi\rangle$ and $|\psi,\vartheta,\pi/2-\varphi\rangle$. The nonplanar TAC solution represents two degenerate $\Delta I = 1$ bands.

One may reformulate this consideration in a diffent way, considering only the orientations of $\vec{J}$ in the intrinsic frame. It is sufficient to restrict $\vec{J}$ to one half space.
1) If $\vec{J}$ has the direction of the PA i, the wave function is an eigenfunction of the rotation $\mathcal{R}_i(\pi)$ defining the signature of the corresponding $\Delta I = 2$ band.
2) If $\vec{J}$ lies in one of the PP, there exists another degenerate solution constructed by reflection on the PA i. They may be combined into two degenrate states of opposite signature, defined by the rotation $\mathcal{R}_i(\pi)$, which form one $\Delta I = 1$ band.
3) If $\vec{J}$ does not lie in one of the PP there are four dgenerate solutions constructed by reflecting $\vec{J}$ on two of the PP. They form a rectangle with the PA i in the center. The two solutions on each diagonal can be combined into two degenerate states of opposite signature, defined by the rotation $\mathcal{R}_i(\pi)$. Thus, two $\Delta I = 1$ bands arise.
As examples for these general rules, let us discuss the triaxial TAC solutions of our model system. The planar case is shown in the upper panels of figs. II. Both the proton hole and the neutron hole tend to

align with the 3 - axis. First the core angular momentum $\vec{R}$ and, as a consequence, also $\vec{J}$ align with the 3 - axis, because this orientation is favored by the Coriolis interaction. The solution is of PAC type. The bands of different signature, defined by the rotation $\mathcal{R}_3(\pi)$, are separated. For higher spin it is more efficient to increase the 2 - component of $\vec{R}$, and $\vec{J}$ moves into the 2 - 3 plane. Now there are two degenerate TAC solutions, symmetric to the 3 - axis, which can be combined into two degenerate states of opposite signature. Correspondingly, in the PRM calculation pairs of $\Delta I = 2$ sequences merge into a $\Delta I = 1$ band. The reorientation of $\vec{R}$ from the 3 - to the 2 - axis is reflected by the change of the slope of the curve $I(\omega)$, which is the $\mathcal{J}^{(\epsilon)}$ moment of inertia. The larger core moment of inertia along the 2 - axis leads to the increase of $\mathcal{J}^{(\epsilon)}$.
The nonplanar solution is shown in the lower panels of fig. II. The combination of the proton particle with the neutron hole favors the 1 - 3 plane. At low - spin, $\vec{R}$ and $\vec{J}$ lie in the 1 - 3 plane, because this orientation minimizes the Coriolis interaction. There are two degenerate TAC solutions obtained by reflection on the 1 axis that can be combined into two degenerate states of opposite signature, which is now defined $\mathcal{R}_1(\pi)$. Correspondingly, the low - spin PRM spectrum consists of $\Delta I = 1$ bands, which differ by the wave functions of the proton and the neutron hole. For higher spin it is again more efficient to increase the 2 - component of $\vec{R}$, and $\vec{J}$ moves out of the 1 - 3 plane. The two planar TAC solutions bifurcate into four nonplanar ones. When they are sufficiently separated (tunneling is small), one can combine the four degenerate TAC solutions into two degenerate states of each signature. Correspondingly, in fig. II pairs of $\Delta I = 1$ bands merge into doublets. The PRM states with the same value of I are somewhat split, indicating the presence of some tunneling between the states symmetric to the 1 - 3 plane.

IV. DISCUSSIONS

The discussion above is focused on the physics origin of a nonplanar TAC solution. It is not yet clear whether such a solution is stable. Since triaxial nuclei are soft with respect to γ, it is possible that a planar TAC solution with axial shape has a lower energy. This question can only be answered by microscopic 3D - TAC calculations taking into account the selfconsistency with respect to the deformation.
But we can say:
A nonplanar TAC solution will show up as a pair of identical $\Delta I = 1$ bands of the same parity.
A planar triaxial TAC solution may represent a band with a signature splitting that decreases with angular momentum .
It seems interesting to look in regions of γ soft nuclei for such phenomena. These γ soft nuclei in the mass reigon $A = 50, 80, 100, 130, 160, 200$ with particle-hole configuration are the possible candidates to look for them. Band 1 and 2 in ^{134}Pr reported in ref. [8] might be candidates for a pair of identical $\Delta I = 1$ bands.

---

[1] I.Hamamoto, High angular momentum phenomena in treatise on heavi-ion science, Vol.3 (1985, Plenum).
[2] P.J.Twin, et al, Phys.Rev.Lett. **57** (1986) 811.
[3] F.S.Stephens, et al, Phys.Rev.Lett. **64** (1990) 2623. *ibid.* **65** (1990) 301.
[4] S. Flibotte, et al, Phys.Rev.Lett. **71** (1993) 4299.
[5] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A557** (1993) 259c
[6] S. Frauendorf, J. Meng, Z. Phys. A 356 (1996)263.
[7] S. Frauendorf, J. Meng, Nucl. Phys. **A 617** (1997) 131.
[8] C. M. Petrache et al. Nucl. Phys. **A597** (1996) 106

8. Tilted Axis Rotational状態の角運動量射影

Angular momentum Projection of Tilted Axis Rotating States

M. Oi, N. Onishi, and N.Tajima
Institute of Physics, Graduate School of Arts and Sciences, University of Tokyo, Komaba, Meguro-ku, Tokyo, 153 Japan

T. Horibata
Department of Information System Engineering, Aomori University, Kouhata, Aomori-city 030 Japan

Abstract

We applied an exact angular momentum projection to three dimensional cranked HFB (3d-CHFB) states. Tilted axis rotating states (TAR) and principal axis rotating states (PAR) are compared. It is shown that TAR is more adequate than PAR for description of the back bending phenomena driven by tilted rotation or wobbling motion.

Studies of isotones with N=106 around A $\sim$ 180, have lately attracted considerable attention. Fermi energy of these nuclei is in the middle of a high-j shell ($\nu i_{13/2}$). This situation is connected to γ-degree of freedom. An idea of γ-deformation has been helpful to understand physics of these isotones such as high-K isomers [1]. Frauendorf [2] proposed that this situation may also allow "Fermi-alignment". High-K states play important roles here as well as in case of γ-deformation, but such a high-K state is taken into account in terms of "tilted rotation". field. As a consequence, a new interpretation of the back bending is possible among these isotones in terms of "tilted rotation". Namely, "g-t" band crossing (band crossing between a ground band and tilt band). Experimentally, high-K rotational bands are observed in ^{180}W,^{181}Re, and ^{182}Os, and the bands are temporarily assigned as "t-band"(tilt band) [3–5]. Pearson et al.[5] reported that they found such a back bending for the first time in ^{181}Re.

For microscopic description of high spin physics like the back bending above, there has been the only one approach available to us; the cranking model. The model is based on the semiclassical intuition for nuclear rotation, that is, uniform rotation around a fixed axis such as a symmetry axis of inertia. The state produced by the cranking model is a wave packet in the angular momentum space, and its main component is a low-K state. In usual cases where axial symmetry is assumed for the nuclear shape, an internal symmetry called "signature" is preserved. In this case, the wave packet is also restricted to have mainly even total angular momenta (even-I). In order to investigate properties of the wave packets, Hara, Hayashi and Ring[6] applied an exact angular momentum projection to the principal axis rotating (PAR) states in which angular momentum vector is along the 1-axis in the rotating frame. They showed that the CHFB method can produce a wave packet whose main component of angular momentum is very close to the constrained value. Islam, Mang, and Ring[7] presented a probability distribution in the wave packet with respect to *even* angular momentum, although they used an approximation in calculation of the overlap kernels. They showed a Gaussian-like curve of the probability around the constrained value.

In these studies, signature, a symmetry with respect to π-rotation about the rotating axis, is preserved.

With an extension of dynamical degrees of freedom in nuclear rotation, viz. tilted rotation, deficiencies of the cranking model are revealed. Kerman and Onishi[8] developed three-dimensional cranking model from the time dependent variational method (TDVM). Their idea is that general rotations can be treated by introducing an intrinsic state $|\phi\rangle$ and general rotational operator $\hat{R}(\Omega)$, where Ω is the Euler angles.

Namely, general rotation is expressed as $\hat{R}(\Omega)|\phi\rangle$. They derived the classical equation of motion for expectation value of angular momentum and the Euler angles, and claimed the equation can treat general rotational motions such as wobbling motion, precession, etc. They proposed the constrained Hartree Fock method with a three dimensional cranking term (3d-CHFB) to evaluate the intrinsic state. The intrinsic coordinate is constrained to be consistent with principal axes of inertia.

3d-CHFB has advantages comparing with the conventional cranking model. The reason for this is that the model can treat even and odd angular momentum on the same footing. This is a result of a broken symmetry of signature. In addition, high-K components are taken into account by tilting the angular momentum vector with respect to the intrinsic axes.

We should note that this symmetry breaking can play a negative role at the same time because the concept of signature has been so useful to interpret, for example, the signature splitting or signature inversion that we would like to believe in the signature as a good quantum number as much as possible.

We propose "signature projection" onto the TAR states to understand the signature splitting in terms of the 3d-CHFB state. The projection is achieved by,

$$|\pm\rangle = \mathcal{N}(|+\theta\rangle \pm |-\theta\rangle), \tag{1}$$

where $|\pm\theta\rangle$ represents the 3d-CHFB state (tilted axis rotating state, or TAR) with tilt angle $\pm\theta$, and $\mathcal{N}$ is a normalization factor. These projected states are expected to have favorable features for description of the backbending caused by tilted rotation.

In our previous work[9], we estimate numerically the signature splitting observed in ^{182}Os by means of the generator coordinate method (GCM). We employed the TAR states as generating states and tilt angle as a generator coordinate. We postulated the definition of signature as a symmetry of π rotation about a principal axis of inertia rather than a rotating axis, and we assigned (+)-signature to even-I states and (-)-signature to odd-I. In the present work, this postulation is examined by the angular momentum projection to the signature projected TAR states.

We employed the TAR states with tilt angle $\pm 6^\circ$ to project them to eigenstates of signature $|\pm\rangle$. Our calculation shows that $|+\rangle$ contains much more even-I states than odd-I states while $|-\rangle$ mixes odd-I states and even-I states. We think that the relation between signature and angular momentum,

$$r = (-1)^I, \tag{2}$$

where r is a signature, becomes better,if we increase the tilt angle. Because of numerical difficulty, calculations of angular momentum projection for larger tilt angle than 6° is not available now. We are improving the algorithm now.

In summary, we achieved exact angular momentum projection onto the solutions of 3d-CHFB. PAR is a 3d-CHFB solution for one-dimensional cranking, and TAR is for three-dimensional cranking. We examined properties of both states by looking at the probability distribution defined in the Appendix (7, 8). We found that the TAR state is adequate for description of a new type of back bending possibly caused by tilted rotation. This is because the state include even-odd I and low-high K components on the same footing. We also achieve the signature projection onto the TAR state, which breaks the internal symmetry called signature. We confirmed that in the projected states a relation between angular momentum and signature (2) holds to some degree. In particular, a (-)-signature state mixes even and odd angular momentum very much. We guess that the larger the tilt angle becomes, the better the relation (2) becomes.

Appendix; Angular Momentum Projection

An angular momentum projection matrix and the angular momentum projector is given as;

$$n^I_{KK'}(\theta,\theta') = \left\langle \phi(\theta) \middle| \hat{P}^I_{KK'} \middle| \phi(\theta') \right\rangle \quad \text{with} \quad \hat{P}^I_{KK'} = \frac{2I+1}{8\pi^2} \int d\Omega D^{I*}_{KK'}(\Omega) \hat{R}(\Omega). \tag{3}$$

$\hat{R}(\Omega)$ is a rotation operator with the Euler angles, $\Omega \equiv (\alpha,\beta,\gamma)$, θ is a tilt angle and $D^I_{KK'}(\Omega) = (IK \mid \hat{R}(\omega) \mid IK')$ is Wigner's function. A measure of integration is written as $d\Omega = d\alpha \sin\beta d\beta d\gamma$.

The overlap kernels, $\left\langle \phi \middle| \hat{R}(\Omega) \middle| \phi \right\rangle$, are evaluated by using the formulae [10],

$$\left\langle \phi | \hat{R}(\Omega) | \phi' \right\rangle = \sqrt{\det |P(\Omega)|}, \tag{4}$$

where

$$P(\Omega) = U^\dagger D^\dagger(\Omega) U' + V^\dagger D^T(\Omega) V'. \tag{5}$$

Calculation of the norm kernel has to be carefully done, for the norm overlap kernel(4) is two-valued. Due to the loss of symmetries, signature, reality of intrinsic states and conjugation of bra and ket, integration (3) in the present work becomes more elaborated than the work in ref.[6]

Because the intrinsic state and the projection operator can be expanded in terms of a complete orthonormal set of angular momentum (IK),

$$|\phi\rangle = \sum_{IK\alpha} g^I_{K\alpha} |IK\alpha\rangle \quad \text{and} \quad \hat{P}^I_{KK'} = \sum_{\alpha} |\, IK\alpha\rangle\langle IK'\alpha\,| \,, \tag{6}$$

where α indicates additional label to I and K. The probability w^I_K found in (IK) states is written as,

$$w^I_K = \sum_{\alpha} \left| g^I_{K\alpha} \right|^2 = n^I_{KK'} \tag{7}$$

and therefore the probability to find states having a certain value of I, is estimated as,

$$W^I = \sum_{K=-I}^{I} w^I_K = Tr(n^I). \tag{8}$$

References

[1] N.Tajima and N.Onishi, Phys. Lett. B179(1986)187

[2] S.Frauendorf, Nucl. Phys. A557(1993)259c

[3] P.M.Walker et al., Phys. Lett. B309 (1993)14

[4] R.M.Lieder et al., Nucl. Phys. A476 (1988)545

[5] C.J.Pearson et al., Phys. Rev. Lett. 79(1997)605

[6] K.Hara, A.Hayashi, and P.Ring, Nucl. Phys. A358(1982)14

[7] S.Islam, H.J.Mang, and P.Ring, Nucl. Phys. A326(1978)161

[8] A.Kerman and N.Onishi, Nucl. Phys. A361(1981)179

[9] T.Horibata, M.Oi, and N.Onishi, Phys. Lett. B355(1995)433

[10] N. Onishi and T. Horibata, Prog. Theor. Phys 65 (1980) 1650

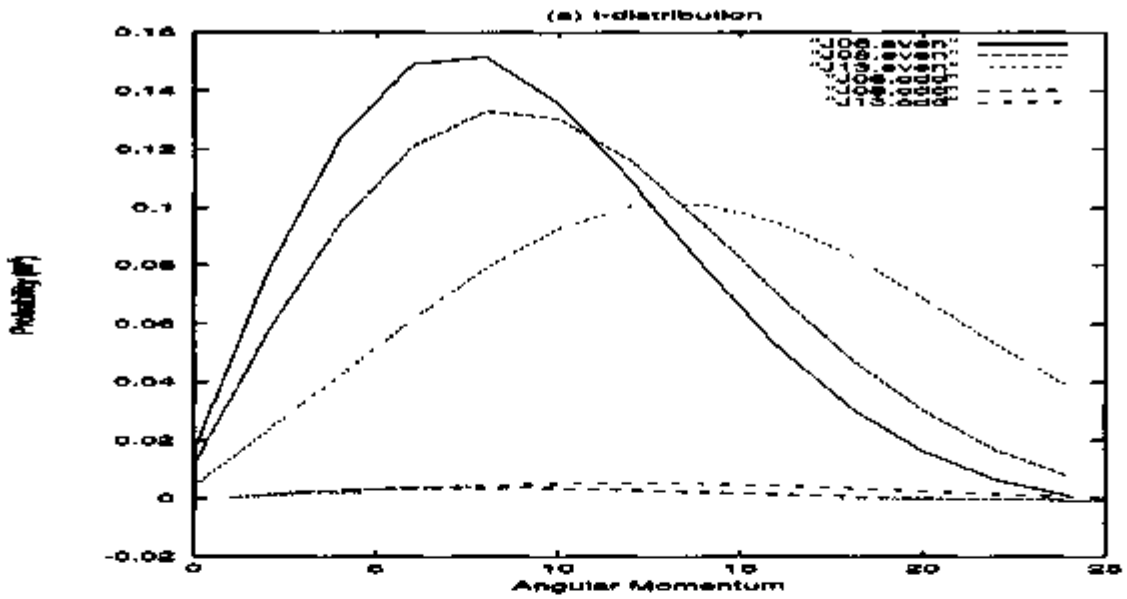


Figure 1: Probability distribution with respect to total angular momentum for PAR states. Angular momentum constraint is 6, 8, 13. Even and odd components are drawn in different graphs for convenience.

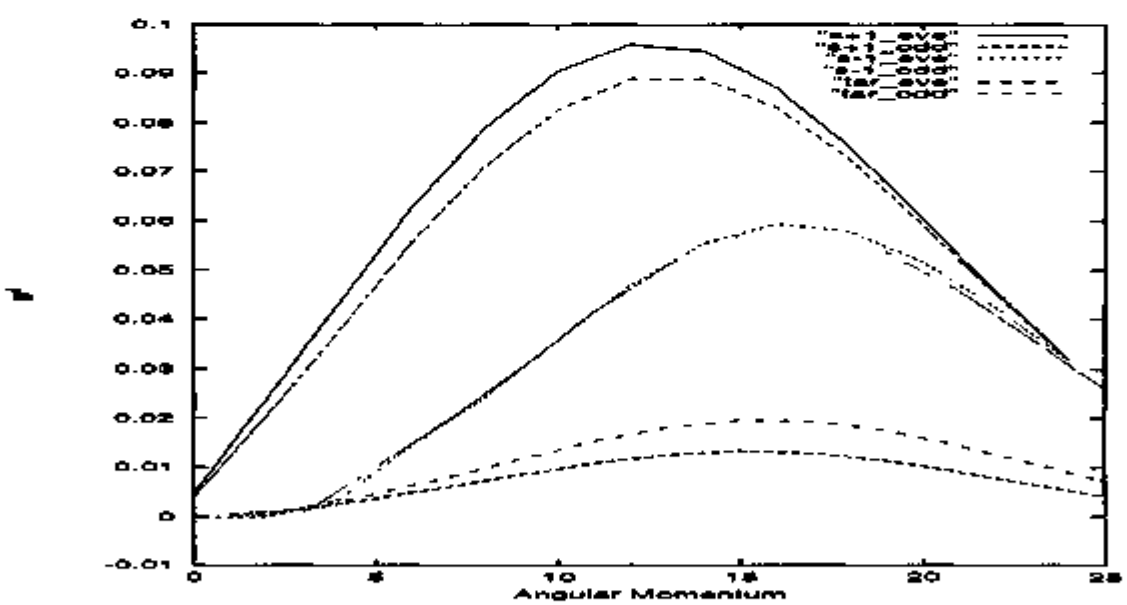


Figure 2: Probability distribution with respect to total angular momentum for TAR state and signature projected states. Angular momentum constraint is 13. Tilt angle is 6 degrees. "s+1" denotes (+)-signature projected state and "s-1" denotes (-)-signature projected state.

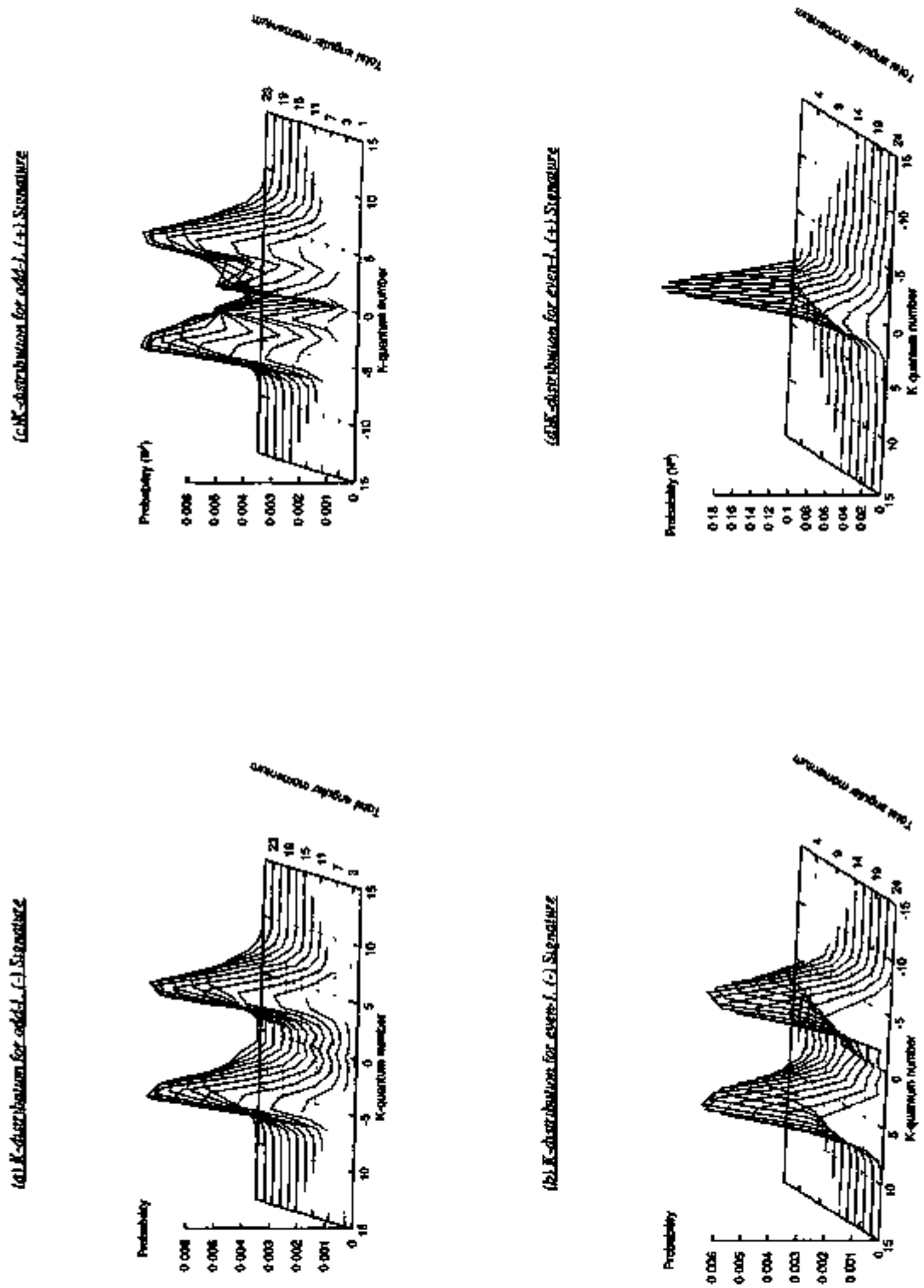


Figure 3: Probability distribution with respect to K-quantum number and total angular momentum for TAR states. Angular momentum constraint is 13. Tilt angle is 6°. Even and odd components are drawn in different graphs for convenience.

9．非軸対称核におけるTilted Axis CrankingとParticle Rotor Modelの比較

Comparision with Tilted Axis Cranking and Particle Rotor Model for Triaxial Nuclei

Shin-Ichi Ohtsubo and Yoshifumi R. Shimizu
Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan

Abstract

An extension of the cranking model in such a way to allow a rotation axis to deviate from the principal axes of the deformed mean-field is a promising tool for the spectroscopic study of rapidly rotating nuclei. We have applied such a "Tilted Axis Cranking"(TAC) method [1, 2, 3, 4, 5] to a simple system of one-quasiparticle coupled to a triaxial rotor and compared it with a particle-rotor coupling calculation in order to check whether the spin-orientation degrees of freedom can be well described within the mean-field approximation. The result shows that the TAC method gives a good approximation to observable quantities and it is a suitable method to understand the dynamical interplay between the collective and single-particle angular momenta.

§1. Introduction

In order to study the quality of the tilted axis cranking approximation, we adopt a simple solvable model, the particle-rotor model,[6] consisting of one-quasiparticle in a single-j shell coupled to a triaxial rotor. We follow Ref.[7] for the description of the model except that we use the Lund convention for the triaxiality parameter ($-120^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$). For the case of the axially symmetric deformation the comparison has been done in simple systems of the one-quasiparticle coupled to a rotor,[8] and of the one-(quasi)neutron and one-(quasi)proton coupled to a rotor,[9] where the particle-rotor model calculations can be easily performed. The study of the triaxial cases is interesting because it is suggested that the triaxial degree of freedom plays an important role in realistic cases.[10] On the other hand it is already known in the usual PAC scheme that the response of the odd particle to the rotational motion strongly depend on the property of an orbit it occupies.

As for the rotor part the γ-dependence of the moment of inertia should be specified. We use that of the irrotational hydrodynamical model,[7]

$$\mathcal{J}_k^{\rm irrot}(\gamma) = \frac{4}{3}\mathcal{J}_0 \sin^2\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}k\right), \quad (k = 1, 2, 3). \tag{1}$$

One of characteristic features of the irrotational moment of inertia is that the one around the axis of intermediate length is the largest. It is, however, recently pointed out[11] that the moment of inertia which is largest around the shortest axis is favourable to understand the signature-inversion phenomena. Therefore, we use the "γ-reversed" moment of inertia[12, 13] for the *positive* γ deformation, which is believed to be responsible for the signature-inversion phenomena:[14]

$$\mathcal{J}_k(\gamma) = \begin{cases} \mathcal{J}_k^{\rm irrot}(\gamma) & \gamma \leq 0, \\ \mathcal{J}_k^{\rm irrot}(-\gamma) & \gamma > 0. \end{cases} \tag{2}$$

§2. Results of calculation

We have performed systematic calculations of routhian, spin value, intraband $B(M1)$ and $B(E2)$ for the lowest eigenstate as functions of the rotational frequency by using the TAC scheme with wide range of the triaxiality parameter and positions of the chemical potential. The calculated results depend not only on the deformation parameters (ϵ_2, γ), but also on which orbit the quasiparticle occupies. In order to see the general trend, we will show the result for the following choices of the chemical potential:

$$\begin{array}{llll} \text{(a)} & \lambda = e_1\ (\Omega = 1/2), & \text{(b)} & \lambda = e_2\ (\Omega = 3/2), \\ \text{(c)} & \lambda = e_3\ (\Omega = 5/2), & \text{(d)} & \lambda = e_4\ (\Omega = 7/2), \\ \text{(e)} & \lambda = e_5\ (\Omega = 9/2), & \text{(f)} & \lambda = e_6\ (\Omega = 11/2), \end{array} \tag{3}$$

where e_i $(i = 1...6)$ is the i-th eigenvalue of the single-particle hamiltonian, and the corresponding Ω-value (the projection of angular momentum on the symmetry axis) at $\gamma = 0°$ is denoted in parenthesis.

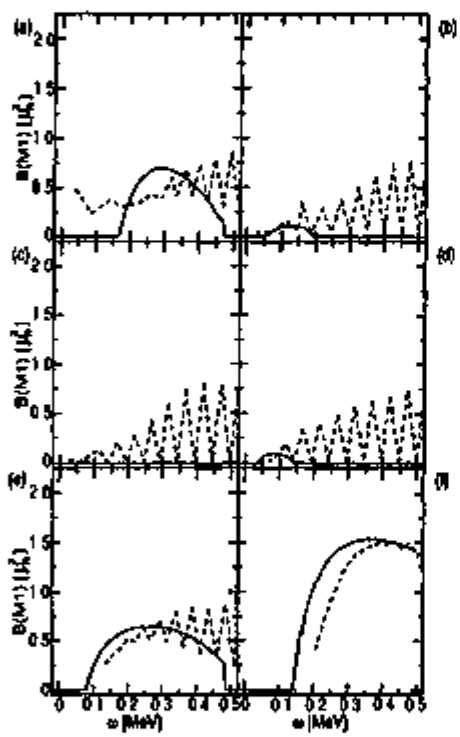


Fig 1 Magnetic dipole reduced transition probability as a function of the rotational frequency ω for $\gamma = -20°$. The solid (dashed) line is the result of TAC (exact particle-rotor coupling) calculation. The panels (a)-(f) are the calculation using the chemical potential in Eq.(3).

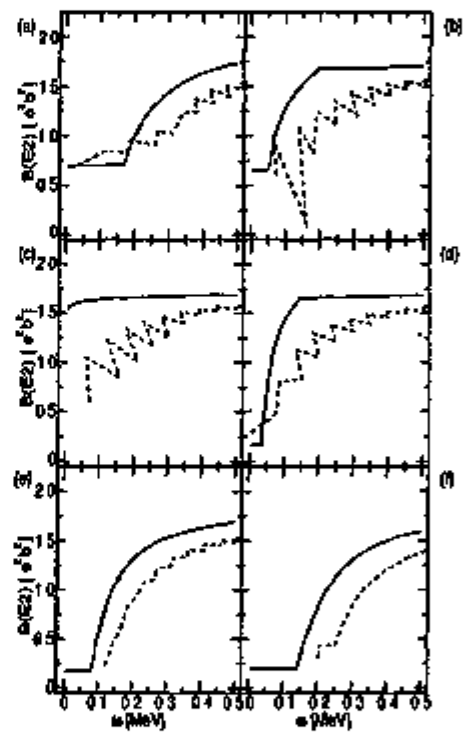


Fig.2 Electric quadrupole reduced transition probability as a function of the rotational frequency ω for $\gamma = -20°$. The solid (dashed) line is the result of TAC (exact particle-rotor coupling) calculation. The panels (a)-(f) are the calculation using the chemical potential in Eq.(3).

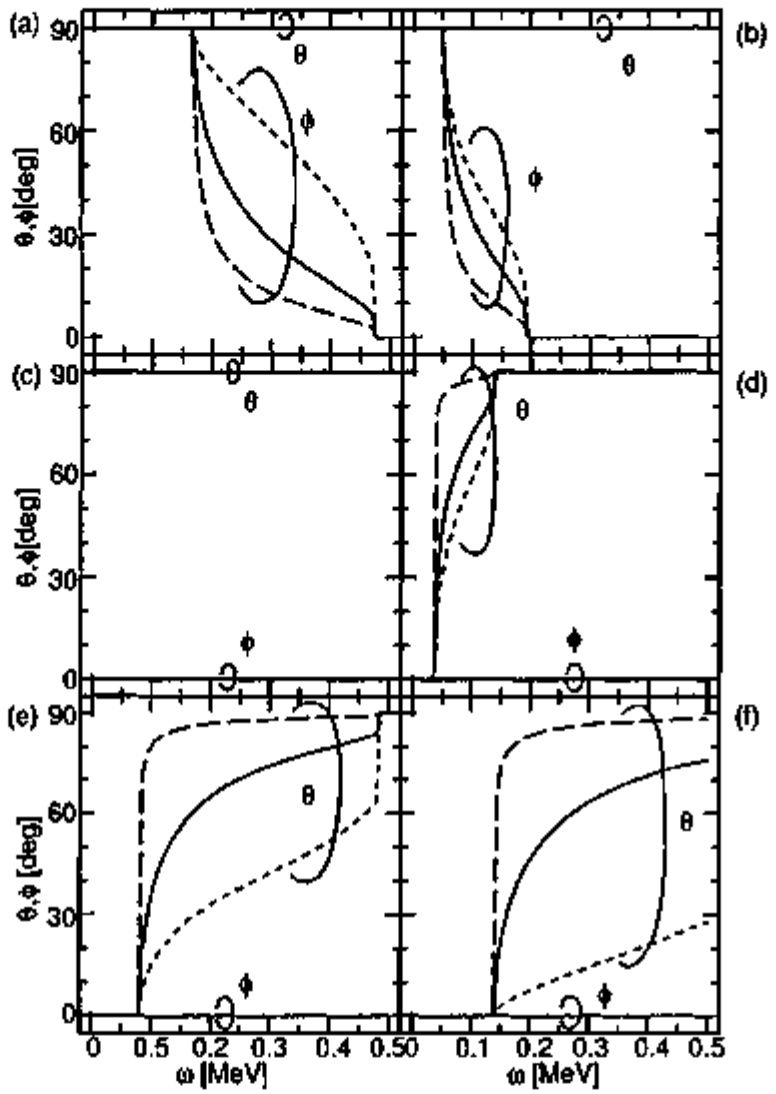


Fig.3 The selfconsistent tilting angles (θ, ϕ) in the TAC calculation as functions of the rotational frequency ω for $\gamma = -20°$. The solid, short-dash and long-dash lines denote (θ_I,ϕ_I), (θ_j,ϕ_j) and (θ_R,ϕ_R), respectively. The panels (a)-(f) are the calculation using the chemical potential in Eq.(3).

It has been found that the agreements of these observables are very good in the axially symmetric case and reasonably good in the triaxial cases: Their rotational frequency dependence are generally nicely reproduced. It is remarkable that such a simple semiclassical approach as the TAC approximation reproduces the observables of full quantum mechanical treatment in such accuracies. This result suggests that the geometry of angular momentum dynamics can be well accounted for by the mean-field approximation.

For such a simple system of one-quasiparticle coupled to a rotor, the exact particle-rotor coupling calculation is possible. Note, however, that such calculations become more and more difficult when the number of excited quasiparticles increases. On the other hand, many quasiparticle excitations can be quite easily handled within the mean-field approximation. Moreover, the TAC method gives an intuitive picture which allows us to

interpret the result geometrically. Therefore the TAC scheme gives a promising alternative tool for studying the rapidly rotating nuclei where the geometry of the quasiparticle angular momenta play important roles.

References

[1] S. Frauendorf and T. Bengtsson, in Proceedings of the international Symposium on *Future Directions in Nuclear Physics with 4π 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.

[2] S. Frauendorf and F. R. May, Proc. Int. Conf. on *Nuclear Structure at Heigh Angular Momentum*, Ottawa, May 18-21, 1992, AECL 10613, p.177.

[3] S. Frauendorf, Nucl. Phys. **A557** (1993) 259c.

[4] T. Horibata, M. Oi, N. Onishi, Phys. Lett **B355** (1995) 433.

[5] T. Horibata, N. Onishi, Nucl. Phys. **A596** (1996) 499.

[6] Å. Bohr and B. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol.II (Benjamin, New York, 1975).

[7] J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. **A249** (1975) 111.

[8] S. -I. Ohtsubo, Master Thesis (in Japanese), Kyushu University, March, 1995.

[9] S. Frauendorf and J. Meng, Z. Phys. **A356** (1996) 263.

[10] I. Hamamoto, Nucl. Phys. **A520** (1990) 477c.

[11] A. Ikeda and T. Shimano, Phys. Rev. Lett. **63** (1989) 139. Phys. Rev. **C42** (1990) 149.

[12] I. Hamamoto and B. R. Mottelson, Phys. Lett. **B132** (1983) 7.

[13] I. Hamamoto, Nucl. Phys. **A421** (1984) 109c.

[14] R. Bengtsson, H. Frisk and J. A. Pinston, Nucl. Phys. **A415** (1984) 189.

10. ^{192}Hg超変形核の回転減衰における殻効果

Shell Effect in Rotational Damping for Superdeformed Hg

K. Yoshida and M. Matsuo†

Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Osaka 567, Japan
†Yukawa Institute for Theoretical Physics , Kyoto University,Kyoto 606, Japan

Damping of collective rotational motion in superdeformed well is discussed. Shell model diagonalization based on cranked Nilsson single particle basis is done to investigate hundreds of rotational states and rotational E2 transitions[1]. Due to different responses of mean-field configurations to change in spin, configuration mixing caused by residual interaction results in loss of collectivity in rotationdal $E2$ transition. Thus the dispersion $4\Delta\omega$ (notice that $\Delta E \sim 2\omega_{\rm rot}$) is an origin of damping. The response is affected by alignments of single particle orbits occupied in a configuration. Therefore single particle alignment structure near the Fermi surface is as important as level density. In $A \sim 190$ superdeformed nuclei is found a particular structure in single particle alignment spectrum. There are several high Ω orbits at Fermi surface. Since they scarcely response to change in $\omega_{\rm rot}$, admixture of those configurations differing in occupation of such orbits does not contribute to loss of collectivity. As a result damping of collective motion is considerably hindered compared with $A \sim 150$ superdeformed nuclei[2]. With finite temperature representation of $\Delta\omega$[3], $(\Delta\omega)^2 = \frac{1}{\mathcal{J}^2}\sum_n i_n^2 f_n(1-f_n)$, we find close relation between damping and shell structure of single particle alignment density. We illustrate accumulated 2-dimensional correlated E2 transition strength projected onto $E_{\gamma 1}-E_{\gamma 2}$ axis.Transition strength associated with lowest states show undamped character in ^{192}Hg reflecting as many rotational bands as $N_{\rm band} = 150$. Even in well damped region the width in ^{192}Hg is significantly narrow.

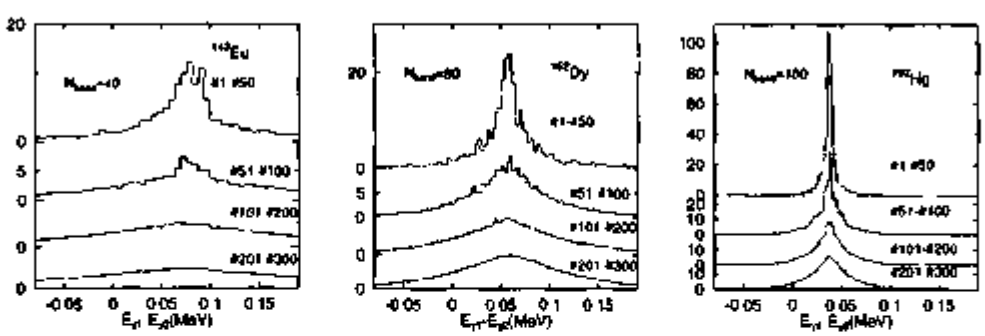


Figure 1: E2 strength distribution $S^{(2)}(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ from decay $I+2 \to I \to I-2$ projected onto $E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2}$ axis.Transitions are devided according to energy regions. $I = 40\hbar$ for Hg and $I = 50\hbar$ for others.

References

[1] M. Matsuo, T. Døssing, E. Vigezzi, R.A. Broglia, and K. Yoshida,Nucl. Phys. **A617**(1997)1.
[2] K. Yoshida and M. Matuso, Nucl. Phys. **A612**(1997)26.
[3] T. Døssing and B.Herskind ,Proc. Intern. Symp. on New Trends in Nuclear Collective Dynamics (Nishinomiya) (Springer-Verlag, 1992)p239

Vibrational Motions in Rotaing Nuclei Studied by Coulomb Excitations
11. クーロン励起による回転核の振動運動

Yoshifumi R. Shimizu

Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812, Japan

Abstract

As is well-known Coulomb excitaion is an excellent tool to study the nuclear collective motions. Especially the vibrational excitations in rotating nuclei, which are rather difficult to access by usual heavy-ion fusion reactions, can be investigated in detail. Combined with the famous 8π-Spectrometer, which was one of the best γ-ray detector and had discovered some of superdeformed bands, such Coulomb excitation experiments had been carried out at Chalk River laboratory just before it's shutdown of physics division. In this meeting some of the experimental data are presented and compared with the results of theoretical investigations.

§はじめに

良く知られているようにクーロン励起は原子核の集団運動を研究する非常に有力な手段である。特に、現代的なガンマ線検出装置を組み合わせるとこれまで考えられなかったような威力を発揮する。私はずっと以前から回転する原子核における集団的振動運動の研究を行なってきたが[4]、原子核が高速回転すると大きな alignment を持つ多くの準粒子的状態がイラストの低励起領域に現れるので、ある程度の励起エネルギー (≈ 1 MeV) を持つ振動状態を通常の重イオン核融合反応で実験的に同定するのは難しく、これまで通常変形回転状態上の振動励起のデータは非常に少ないのが現状である[†]。これに対しクーロン励起はバンド内をかけ上がり、かつ、基底状態バンドと比較的大きなバンド間遷移確率をもつ集団的振動バンドを励起するのに適しており、また、振動状態であることを確かめるために重要なバンド間の遷移確率も比較的よく測定できる。残念なことにカナダの Chalk River 研究所の物理部門はこの3月で閉鎖されたが、この閉鎖の前にこのような回転核の振動運動を調べるクーロン励起の実験をいくつか行なった。機会があってその実験結果の理論的分析で Chalk River の実験家達と共同研究することができたので、本研究会ではその報告を行なった。詳しいことは Ref.1), 2) にあるので、ここではその結果を簡単にまとめることにする。

実験は大きく分けると2つでひとつはアクチナイド領域の ^{238}U、もうひとつは希土類の奇核 ^{165}Ho と ^{167}Er を対象としたものである。いずれも Chalk River 研究所の TASCC facility（タンデムと超電導サイクロトロンから成る施設）によって得られた 5 − 6.5 MeV/A の ^{209}Bi を入射核として用いた。特筆すべきは、数々の超変形回転バンドを発見してきた 8π-Spectrometer をガンマ線検出器として用いることで、これによって非常に高スピンまで振動バンドを検出することに成功した。以下ではそれぞれの実験とその理論的分析の結果を述べる。

[†]最近になって、超変形状態上の集団的振動運動 (octupole vibrations) と思われるバンドが見つかりつつあり、むしろ、超変形状態での方が振動状態の研究が注目されている[6,7]。

§^{238}U のクーロン励起

^{238}U のクーロン励起の実験では、パリティー正の状態として、基底状態回転バンド、γ-バンドがそれぞれスピン $I = 30\hbar$、$I = 26, 27\hbar$ まで測られ、また、パリティー負の状態としては、八重極回転バンドは指標量子数 (signature) を考慮すると 7 つのバンドが存在しうるが、そのうち 3 本が $I = 31, 28, 25\hbar$ まで測られた。基底状態回転バンドはスピン $18\hbar$ の辺りからかなり長いスピンの範囲に渡ってゆっくりと alingnment が起こっているが (up-bending)、$I = 30\hbar$ ではまだこのプロセスは終っていないように見える。γ-バンドも八重極回転バンドも観測された最高スピンのあたりで基底状態回転バンドと同様の振舞をするがそれ以外では極めてスムーズな振舞をしている。

これら回転核での集団的振動運動を分析するには「回転系での殻模型＋乱雑位相近似」の方法[4,7]を用いた。その結果は八重極回転バンドに対しては alignment, routhian ともに非常に良く実験の傾向を説明できた。これに対し興味深いのは γ-バンドに対する結果である。この核ではγ-振動のエネルギーが約 1 MeV なのに対し、対ギャップが約 0.7 MeV と小さいので陽子・中性子の最低 2 準粒子状態がかなり低い角速度 ($\hbar\omega_{\rm rot} \approx 100$ keV) で γ-振動状態とバンド交差を起こす。また、もう少し角速度が高くなると ($\hbar\omega_{\rm rot} \approx 200$ keV) 多くの 2 準粒子状態がγ-振動状態のエネルギー領域に現れ、振動状態が微視的には 2 準粒子状態の重ね合わせであることを反映して、その個性を失ってしまう（集団性の分散)。この計算結果に対し、実験値は先に述べたように他の準粒子回転バンドとの交差を示唆するものはない。最低 2 準粒子状態 (s-band) との交差においては通常その相互作用は弱いのでその痕跡が見えないことが多いが（あくまでも実験で見えるのは離散的なスピンの状態であることに注意)、より高いエネルギーの準粒子状態との相互作用は一般には強くなり、もし、$\hbar\omega_{\rm rot} \approx 200$ keV でそのような多くのバンドとの交差が起こっているとするとそれが実験データに反映しないことは考えにくい。すなわち、理論的予測では高スピンで分散によってγ-振動状態は個性を失うが、実験的に見えているスピンの状態ではそのことが起こっていない。これは、理論的予測でそれが起こる角運動量が過小評価されているだけなのか、それとも、理論的な結果に根本的な問題があって現実の γ-振動状態は高スピンでも個性を保ち続けるのか、非常に興味深い。これに対し結論を下すためにはより高いスピンまで実験データを伸ばすことが望まれる。

§^{165}Ho と ^{167}Er のクーロン励起

もう一つのクーロン励起実験は陽子数、中性子数それぞれが奇数の核、^{165}Ho と ^{167}Er に対してである。ここでの興味の対象は奇核での γ-バンド、すなわち、1 準粒子＋振動-状態である。奇核の場合は基底状態自身が有限の K-量子数を持つので、$K = K_{\rm gr}$ を 2 変える γ-振動状態が重ね合わさると $K_> = K_{\rm gr} + 2, K_< = K_{\rm gr} - 2$ を持つ 2 つの（強結合的）回転バンドがあらわれる。^{165}Ho では両方のバンドが $I = 37/2, 33/2\hbar$ まで、^{167}Er では $K_>$ の方が $I = 37/2\hbar$ まで測られた。

このような奇回転核での集団的振動運動で興味深いのは準粒子と回転運動の存在によって振動運動がどう変化するかを調べることである。それは、特に、振動的電磁遷移（基底状態

回転バンドと γ-振動バンドとの間の $E2$ 遷移）の角運動量依存性に反映する。そのような量は電磁遷移の強度関係式[3]として知られている。我々は最近、この強度関係式に現れるパラメータ（内部行列要素）を微視的クランキング模型の立場から一般的に計算する処方を与えた[8]。この場合 γ-バンドから基底状態回転バンドへの $E2$ 遷移は 1 次の補正までで

$$B(E2: I_i \to I_f)_{\rm out} = (I_i K_i 2\Delta K | I_f K_f)^2 \Big(Q_1 + [I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)]\, Q_2\Big)^2, \qquad (1)$$

ただし、

$$Q_1 = \sqrt{2}\, Q_{\rm tr} - \Delta K (K_i + K_f)\, Q_2, \qquad (2)$$

$$Q_{\rm tr} = \Big[\langle f|Q_{22}^{(+)}|i\rangle\Big]_0, \quad Q_2 = \frac{1}{\sqrt{2}\mathcal{J}}\left[\frac{d\langle f|Q_{21}^{(+)}|i\rangle}{d\omega_{\rm rot}}\right]_0, \qquad (3)$$

となる。ここで、$|f\rangle$ が基底状態回転バンド（1 準粒子状態）、$|i\rangle$ がγ-振動回転バンド（1 準粒子$\otimes\gamma$-振動）を表すクランキング模型で記述される状態であり、$Q_{2\nu}^{(+)}$ は signature を $\Delta r = +1$ ($\Delta\alpha = 0$) 移行する対称軸回りの四重極演算子で、$[*]_0$ は [ ] 内の量を角速度$\omega_{\rm rot} \to 0$ で評価することを意味する。また、$\mathcal{J}$は（角速度ゼロでの）慣性能率である。^{165}Ho, ^{167}Er いづれの場合も $K_f = K_{\rm gr} = \frac{7}{2}$、従って、$K_i = K_> = \frac{11}{2}$ と $K_i = K_< = \frac{3}{2}$ である。式 (1) から、$[B(E2)_{\rm out}]^{\frac{1}{2}}/(I_i K_i 2\Delta K | I_f K_f)$ を $[I_f(I_f+1) - I_i(I_i+1)]$ の関数としてプロットすると (Mikhailov plot)、直線に乗ることがわかるが、実験では残念ながら $E2$ 遷移確率の絶対値は求まらず、バンド内の stretched $E2$ 遷移との分岐比のみが測られた。通常のようにバンド内の遷移を定数の Q_0による回転的 $E2$ 遷移で記述できるとすると（このことはクランキング模型の計算結果からは十分良い近似であることが確かめられる）、実験データから、Q_1/Q_0 及び Q_2/Q_0 を引き出すことができる。表 I にそれらのデータと計算結果の比較を載せる。計算は「回転系での殻模型＋乱雑位相近似＋準粒子-振動結合模型」[5] によるものであり、計算に現れるパラメータはすべてこの実験以外のデータから決められ、この意味でこの実験に対しては動かせるものがないことに注意しておく。この表から $K_>$, $K_<$のモードの差異を含め、理論計算がデータを見事に説明できていることがわかる。

Table I ^{165}Ho 及び ^{167}Er に対する、強度関係式 (1) にあらわれる内部行列要素の計算値と実験値の比較（文献 2) より、なお、詳しいパラメータ等についてはこの文献を参照のこと)。

nucl.	K		$\frac{Q_1}{Q_0}$	$\frac{Q_2}{Q_0}$	Q_0 [eb]	$Q_{\rm tr}$ [eb]	Q_1 [eb]	Q_2 [eb]
^{165}Ho	$\frac{11}{2}$	cal.	0.175	0.0025	2.267	0.208	0.397	0.0057
	$\frac{11}{2}$	exp.	0.143(4)	0.0022(2)	–	–	–	–
	$\frac{3}{2}$	cal.	0.110	0.0021	2.266	0.209	0.248	0.0048
	$\frac{3}{2}$	exp.	0.086(2)	0.0021(1)	–	–	–	–
^{167}Er	$\frac{11}{2}$	cal.	0.142	0.0014	2.299	0.190	0.327	0.0033
	$\frac{11}{2}$	exp.	0.143(3)	0.0020(2)	–	–	–	–
	$\frac{3}{2}$	cal.	0.103	0.0013	2.299	0.188	0.236	0.0030
	$\frac{3}{2}$	exp.	–	–	–	–	–	–

このように強度関係式にあらわれる振動運動の回転や準粒子の影響はこの理論的枠組でうまく理解できるが、すべてがこの模型で説明できるわけではない。特に、^{165}Ho の場合に観測されている $K_>$, $K_<$ の２つの γ-振動バンドは "identical band" になっている。すなわち、それぞれのバンドの遷移エネルギーが相等しい。このことはもし、γ-振動モードが準粒子と完全に独立であれば理解できるが、上でも見たように「準粒子-振動結合」の効果はかなり大きく、実際、理論的に計算されたエネルギースペクトルは "identical" にはならない。また、実験データでは γ-振動バンドの signature-splitting は非常に小さいが計算ではかなり大きく出てしまう。これらは理論をなんらかのかたちで改良しなければならないことを示唆している。

§最後に

以上見てきたように、クーロン励起でも良いガンマ線観測装置と結びつけて実験を行なうと非常に興味深い現象にアプローチできることを見てきた。日本でも原研では重い入射核をもちいた類似のクーロン励起が可能であり、高分解能・高効率のガンマ線の検出装置があれば、Chalk River のと同等のデータが出せるはずである。日本にはクーロン励起実験の専門家も多いことであるし、原研でなんとか同様の実験データを出せるようになることを望むものである。

References

1) D. Ward, H. R. Andrews, G. C. Ball, A. Galindo-Uribarri, V. P. Janzen, T. Nakatsukasa, D. C. Radford, T. E. Drake, J. DeGraaf, S. Pilotte and Y. R. Shimizu, Nucl. Phys. **A600** (1996), 88.
2) "Collective γ-vibrational bands in ^{165}Ho and ^{167}Er", G. Gervais, D. C. Radford, Y. R. Shimizu, M. Cromaz, J. DeGraaf, T. E. Drake, S. Fibotte, A. Galindo-Uribarri, D. S. Haslip, V. P. Janzen, M. Matsuzaki, S. M. Mullins, J. M. Nieminen, C. E. Svensson, J. C. Waddington, D. Ward and J. N. Wilson, AECL preprint, TASCC-P-97-3, Feb. 1997, to be published in Nucl. Phys. A.
3) Å. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Vol. II, (Benjamin, New York, 1975), Chap. 4.
4) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **70** (1983), 144; **72** (1984), 799.
5) M. Matsuzaki, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **79** (1988), 836.
6) S. Mizutori, Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **85** (1991), 559; **86** (1991), 131.
7) T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y. R. Shimizu, Phys. Rev. **C53** (1996), 2213.
8) Y. R. Shimizu and T. Nakatsukasa, Nucl. Phys. **A611** (1996), 22.

12. ガモフ・テラーとスピンダイポール状態間の電気遷移

Electric Dipole Transitions between Gamow-Teller and Spin-Dipole States

H. Sagawa

Center for Mathematical Sciences, the University of Aizu

Aizu-Wakamatsu, Fukushima 965, Japan

E-mail: sagawa@u-aizu.ac.jp

We study electric dipole transitions between Gamow-Teller (GT) and spin-dipole (SD) states. SD and GT excitations are calculated within the Hartree-Fock (HF) + Tamm- Dancoff approximation (TDA) for ^{48}Sc and ^{90}Nb. The electric dipole transitions are found to be rather selective and strong E1 transitions occur to some specific spin-dipole states. Calculated E1 transition strengths between GT and SD states are compared with the analytic sum rules within 1 particle-1 hole (1p-1h) configuration space and within both 1p-1h and 2p-2h model space. Possible implications for charge-exchange reactions may help to understand the quenching problem of spin excitations. For details, see the references [?].

References

1. H. Sagawa, T. Suzuki and Nguyen Van Giai, Phys. Rev. Lett. **75**, 3629 (1995);

   T. Suzuki, H. Sagawa and Nguyen Van Giai, to be published.

13. 周期軌道とTDHF位相空間の構造

Periodic Orbits and TDHF Phase Space Structure

橋本幸男（筑波大物理）、津久間秀彦（広島大情報）、
坂田文彦（茨城大情報数理）、岩沢和男（筑波大物理）

1 Introduction

原子核は有限の大きさを持った量子論的な多体系であるために、複雑な運動のモードを数多く持っている。なかでも、集団運動の動力学を明らかにすることは、原子核の多体系としての性質を理解するうえで基本的で重要な課題になっている。原子核は自己束縛系であるために、その集団運動は核子の運動と密接に結合している。そのために、原子核の集団運動は非線形性を持ち、その振幅の増大とともに運動の内容が大きく変化していく。集団運動と内部核子の運動との結合による集団運動の内容の変化というダイナミックな現象の良い例は、原子核の回転運動である。原子核の回転速度の増加とともに核子のエネルギー準位が交差することにより新しい内容を伴った回転運動に移っていく。

このような、内部構造の変化を伴った集団運動を記述する枠組みとしては、時間依存ハートレーフォック法（ＴＤＨＦ）が適している。ＴＤＨＦでは、平均場の運動は核子の波動関数を解いて同時に求められていく。この特長のために、ＴＤＨＦは孤立有限多体系である原子核の良いモデルとなっている。また、ＴＤＨＦのパラメータ空間はＴＤＨＦ相空間（TDHF phase space）と呼ばれ、ボソン展開法の古典的対応物である。そのために、量子ー古典対応を積極的に利用して量子系の性質を調べるうえで便利である。

我々は、現在、ＴＤＨＦ相空間の持つこの特長を利用して量子系における大域的な構造を調べる方法を作ろうとしている。すなわち、古典的なＴＤＨＦ相空間に現れる非線型共鳴や分岐現象などのダイナミックな構造は量子論的な固有状態群に全体としてどのように反映されているかを調べる。ＴＤＨＦ相空間の構造変化を追跡するために、周期軌道群に着目しそれらがエネルギーとともに分岐して行く過程をモノドロミー行列により表現する方法を採用する [1, 2]。また、量子系との対応を見るために簡単な３レベル模型の範囲で固有状態群をすべて求め、状態間の関係を”バンド構造図”に表わすとともに、Ｈｕｓｉｍｉ関数を利用して古典的な相空間の構造との関係も調べている [3]。このＨｕｓｉｍｉ関数は、各固有状態の”形”を表現しているので、”似ている”Ｈｕｓｉｍｉ関数を持つ固有状態群はバンド構造図の中に大域的なパターンを形作る。このパターンは古典的な周期軌道群と密接に関係していると考えられる。

今回のレポートは、３レベル模型のバンド構造図に現れる大域的なパターンとＴＤＨＦ相空間内の周期軌道群との対応に関して行う。

2 Husimi 関数とバンド構造図

3 レベル模型は参考文献3）で用いられているものと同じである。

$$\begin{aligned} \hat{H} &= \hat{H}_0 + \hat{H}_V , \\ \hat{H}_0 &= \varepsilon_0 \hat{K}_{00} + \varepsilon_1 \hat{K}_{11} + \varepsilon_2 \hat{K}_{22} , \\ \hat{H}_V &= \frac{V_1}{2}\left(\hat{K}_{10}\hat{K}_{10} + h.c.\right) + \frac{V_2}{2}\left(\hat{K}_{20}\hat{K}_{20} + h.c.\right) . \end{aligned} \tag{1}$$

ここで、パラメータは、$\varepsilon_0 = 0$, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 2$, $V_1 = V_2 = -0.020$ である。実際の対角化は、Ｈｕｓｉｍｉ関数を作るためにボソン空間で行う。

$$\mathrm{H}|\lambda) = E_\lambda|\lambda) \ , \lambda = 1, 2, \cdots . \tag{2}$$

固有状態 $|\lambda)$ は $|m,n)$ で表されるボソン空間

$$|m,n) = \frac{1}{\sqrt{m!}}\frac{1}{\sqrt{n!}}\left(B_1^\dagger\right)^m\left(B_2^\dagger\right)^n|0) \ , \quad B_i\,|0) = 0 \ , m+n \le N \ , \tag{3}$$

内の状態であり、H はハミルトニアン（1）のボソン表現である [3]。

さて，Ｈｕｓｉｍｉ関数 $\mathcal{F}^\lambda(q_1,p_1,q_2,p_2)$ は

$$\mathcal{F}^\lambda(q_1,p_1,q_2,p_2) \equiv |\,(c_1,c_2|\lambda)\,|^2 \ , \tag{4}$$

で導入される [3]。ここで、

$$\begin{aligned} |q_1,p_1,q_2,p_2) &= |c_1,c_2) \equiv \exp\left\{\sum_{i=1}^{2} c_i B_i^\dagger - \mathrm{h.c.}\right\}|0) \ , \\ q_i &\equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(c_i^* + c_i) \ , \quad p_i \equiv \frac{i}{\sqrt{2}}(c_i^* - c_i) \ . \end{aligned} \tag{5}$$

である。古典論のPoincaré断面図に対応させるために $F^\lambda(q_1,p_1)$ を

$$F^\lambda(q_1,p_1) = \int dp_2 \mathcal{F}^\lambda(q_1,p_1,q_2=0,p_2) \ . \tag{6}$$

で定義し、簡単のためにこの $F^\lambda(q_1,p_1)$ をもＨｕｓｉｍｉ関数と呼ぶ。参考文献3）でも議論されているように、$F^\lambda(q_1,p_1)$ の形は古典論のPoincaré断面図と密接な対応関係が見られる [3]。

このようにして作ったＨｕｓｉｍｉ関数は対応するそれぞれの固有状態の”形”についての情報を持っている。一方，固有状態群が全体として持っている大域的な傾向は”バンド構造図”で得られる。バンド構造図は次のようにして作る；

1) 各固有状態の主要成分を考え，そのｍ－成分（$B_1^\dagger$ と B_1 に関する空間）とｎ－成分（$B_2^\dagger$ と B_2 に関する空間）のそれぞれについての重なりの大きさを，得られた固有状態のすべての対について計算する。固有状態は，互いに大きな重なりの値を持つ幾つかのグループに分けられる。

2) それぞれのグループの中でエネルギーの順に状態を並べ，それぞれの状態でボソン数 $B_i^\dagger B_i (i=1,2)$ の期待値 N_i を計算する。

3) それぞれのグループの中で最も小さなエネルギーを持つ状態についての期待値 N_i の大きさの順にグループを配置し，それぞれのグループのメンバーである状態をそのエネルギーと期待値 N_i とに従って並べる。

こうして作られたバンド構造図を図１に示す。
このバンド構造図によると，上の固有状態群には主に

i) N_2 は小変化で N_1 が変化する。

ii) N_1 は小変化で N_2 が変化する。

iii) N_1 と N_2 とが一定の割合で同時に変化する。

の３種類の傾向があることがわかる。傾向 i) と ii) は図１ｂと図１ａにおいて状態がバンドとしてまとめられることに対応し，傾向 iii) はバンド間を横断的に貫く相関である。図１から，傾向 ii) と 傾向 iii) とは密接に関係した性質であることがわかる。すなわち，エネルギーの小さいほうからこれらの傾向を持つ一連の状態をたどっていくと（例えば，図１中の黒丸と白丸で表される状態群），あるエネルギーの値の領域で”対消滅”をしていて，それ以上のエネルギーを持った状態には傾向 ii) と傾向 iii) を持った状態は現れないことがわかる。このことは，Ｈｕｓｉｍｉ関数の形に現れている。対消滅の前後でのＨｕｓｉｍｉ関数の形をみると，図１中の黒丸や白丸に対応した形はそれぞれが一連の極めてよく似た構造を持っているのに，対消滅後の形はそれらとはまったく違う構造を持っている。そこで、エネルギーの大きいこれらの状態は対消滅のエネルギー以下の状態群とは異なる状態群として分類できる。

これらの大域的な傾向を定量的に表現するために、文献４）にならって図１のバンド構造図に対して”Ｅ－Ｔ図” [1, 2] を作る。ＥとＴは、各バンドの中の i で指定される状態のエネルギー E_i を用いて

$$E \equiv (E_{i+1}+E_i)/2 \ , \quad T \equiv \frac{2\pi}{(E_{i+1}-E_i)/k} \ , \quad (\hbar = 1) \tag{7}$$

で定義する。ただし、図１ａでは $k=1$ であり，図１ｂでは $k=2$ である。このＥ－Ｔ図を図２に示す。このＥ－Ｔ図から，バンド構造を作っている固有状態群はＥ－Ｔ図の中では一連のよく似た曲線群として表されることがわかる。また，傾向 iii) に対応する相関はこれらの類似した曲線群とはまったく異質な曲線群を形成していることがわかる。

3　ＴＤＨＦ軌道とＥ－Ｔ図

量子論的な固有状態群をＥ－Ｔ図を用いて整理することにより、内在する大域的な傾向を抽出できることがわかった。一方、ＴＤＨＦ相空間と量子論的な状態空間との

対応を考えれば、量子論では上記のようなバンド構造を持つ固有状態のグループに対応して、古典論では一連の周期軌道群が存在する。いまの３レベル模型でのＴＤＨＦ軌道の方程式は、

$$i\frac{\partial C_j}{\partial t} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial C_j^*} \quad \text{and} \quad C.C., \quad j=1,2, \tag{8}$$
$$\mathcal{H} = \langle\phi(f)|\hat{H}|\phi(f)\rangle,$$

で与えられる。ここで、ＴＤＨＦ波動関数 $|\phi(f)\rangle$ は

$$|\phi(f)\rangle = e^{\hat{F}(t)}|\phi_0\rangle, \quad \hat{F}(t) = \sum_{i=1}^{2}\left(f_i(t)\hat{K}_\omega - h.c.\right), \tag{9}$$

である。状態 $|\phi_0\rangle$ はＨＦの基底状態とする。また、正準変数 （$C_j^*, C_j\,; j=1,2$）はＴＤＨＦパラメータ（$f_j^*, f_j\,; j=1,2$）と

$$C_j = \sqrt{N} f_j \frac{\sin\sqrt{\sum_i f_i^* f_i}}{\sqrt{\sum_i f_i^* f_i}} \quad \text{and} \quad C.C., \quad j=1,2 \tag{10}$$

の関係がある。方程式（８）は、

$$x_j \equiv \left(C_j^* + C_j\right)/\sqrt{2}, \quad p_j \equiv i\left(C_j^* - C_j\right)/\sqrt{2}, \quad j=1,2, \tag{11}$$

を用いて

$$\dot{x}_j = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p_j}, \quad \dot{p}_j = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial x_j}, \quad j=1,2 \tag{12}$$

の形で数値積分する。

これらの正準方程式を解いて周期軌道群を求めるために、Baranger 等のモノドロミー行列の方法を用いた [1, 2]。この方法により求めた周期軌道のなかから、特徴的な軌道群を選び、それらを用いてＥ－Ｔ図と T_r－Ｔ図（T_r はモノドロミー行列のトレースの値を表わす）を書いた（図３）。

図３にみられる特徴的な点は、

1) 横長の弓形のようなＥ－Ｔ曲線上の２個所（Ｂ１とＢ２）のそれぞれから接近して分岐している２組の別のＥ－Ｔ曲線があり、

2) その２組の曲線は、エネルギーの小さい方からたどっていくとき、あるエネルギーの値のところで対消滅する、

ことである。これは、すでに前記の量子論的な固有状態群の分類の際に見つけた現象に対応する。その対応は、量子論の時のＥ－Ｔ図から黒丸と白丸を付けた状態群に対応する曲線を抜き出すことで明らかに見ることができる（図４）。すなわち、これらの固有状態群は、図１の Ａ のバンドから分岐した状態群であることがわかる。また，これらの分岐状態は，安定な楕円点的状態と不安定な双極点的状態との対からできていることが T_r－Ｔ図 と Poincaré 断面とからみてとれる。一方、上記の古典的な周期軌

道群と量子論的な図１にみられる分岐現象との対応を明らかにするために、次のような積分を評価する。

$$I_i \equiv \oint dtp_i dq_i\,,\ (i=1,2) \tag{13}$$

積分は、周期軌道の一周期について行う。図３に用いた周期軌道に対応する”$E-I_2$図”を図５に示す。図５は、図１ａの量子論的な分岐状態群の大域的な性質（生成，持続，対消滅）をよく再現している。従って，量子論でのボソン数 $B_i^\dagger B_i (i=1,2)$ の期待値は，今の場合の古典的な積分量 $I_i (i=1,2)$ に対応することがわかる。

4　まとめと今後の方向

今回の報告では，３レベル模型の量子論的な固有状態群の大域的な性質が，ＴＤＨＦ相空間内の周期軌道群の性質を調べることで予測できることがわかってきた。特に，周期軌道群に付随する分岐現象を追跡することで量子論的な固有状態群の分岐現象の理解を深めることができる可能性が示唆された。今回の計算は相互作用の強さが強くない（chaotic な軌道の領域が十分狭い）場合について行って，着目すべき量を絞りこむことに重点を置いた。今回の計算を踏まえて，より相互作用の強い，chaotic な軌道の領域が狭くない場合には，今回の”量子ー古典対応”がどのように変化していくかを調べることが今後の課題であり，現在進行中である。

参考文献

[1] M.Baranger and K.T.R.Davies, Ann. Phys. **117**, 330(1987);
M.Baranger, K.T.R.Davies and J.H.Mahoney, Ann. Phys. **168**, 95(1988).

[2] K.Arita, Prog.Theor.Phys.**90**(1993), 747. ;
K.Arita and K.Matsuyanagi, Prog.Theor.Phys.**91**(1994), 723.

[3] H.Tsukuma, F.Sakata, T.Marumori, K.Iwasawa, H.Itabashi, Y.Hashimoto and T.Tanaka, Prog. Theor. Phys. **91**, 1135(1994).

[4] C.P.Malta, M.A.M.de Aguiar and A.M.Ozorio de Almeida, Phys. Rev. **43**, 1625(1993).

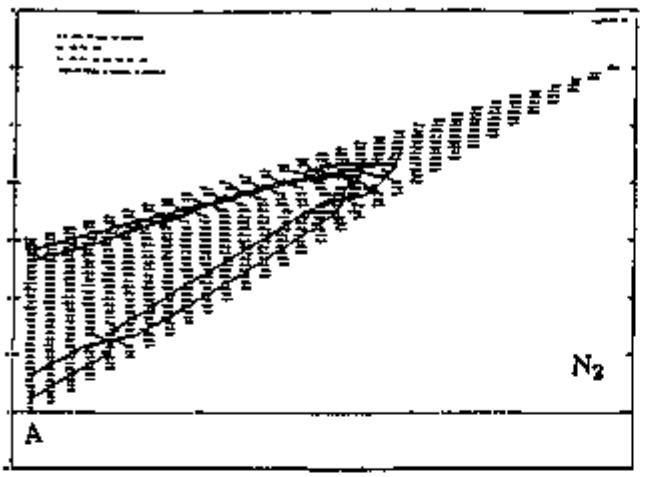


図１ａ E（エネルギー）－N_2
の場合のバンド構造

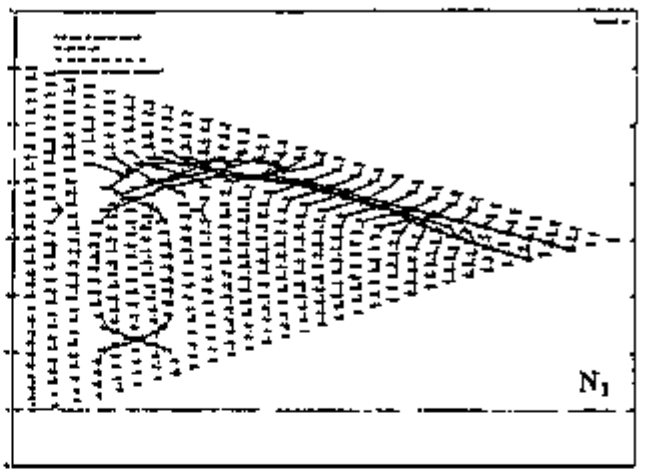


図１ｂ E（エネルギー）－N_1
の場合のバンド構造

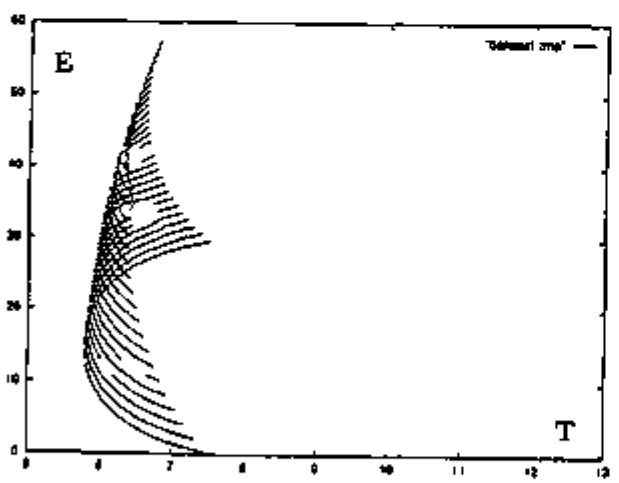


図２ａ 図１ａの各バンドについての
E（エネルギー）－T（周期）

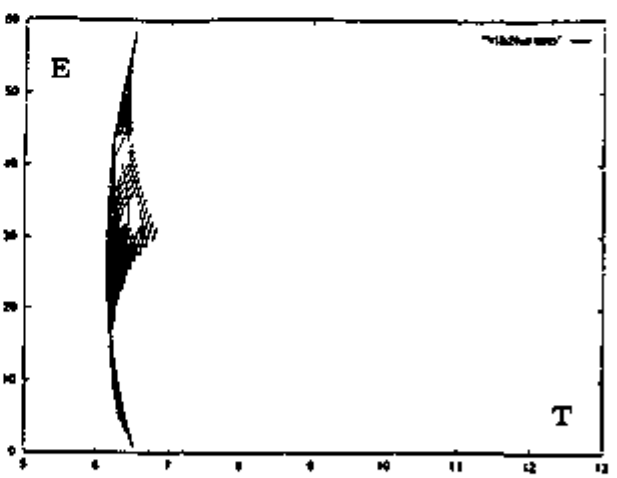


図２ｂ 図１ｂの各バンドについての
E（エネルギー）－T（周期）

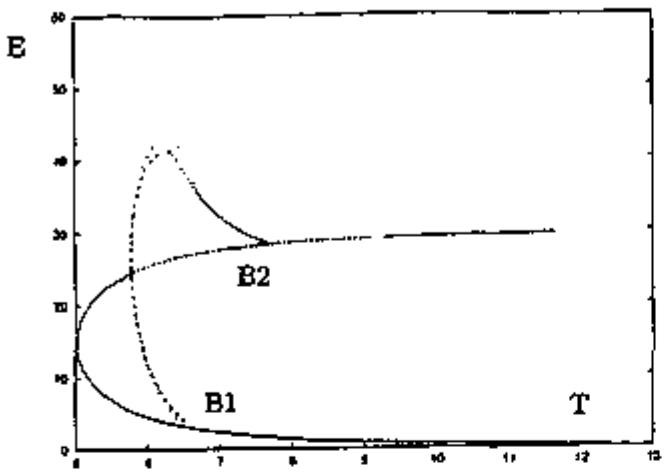


図３ａ ＴＤＨＦ周期軌道の
Ｅ（エネルギー）－Ｔ（周期）

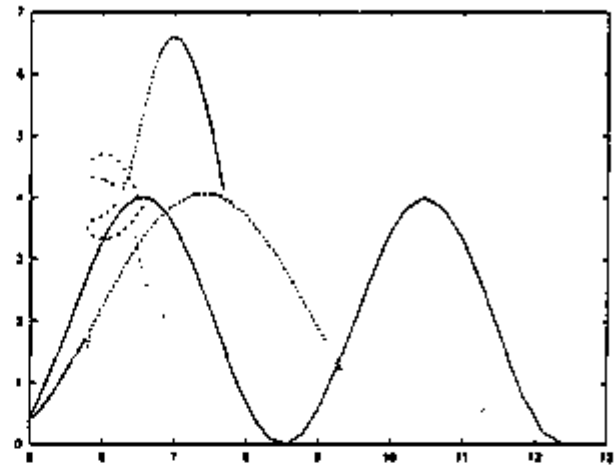


図３ｂ 図３ａに対応する
T_r（モノドロミー行列のトレース）－Ｔ

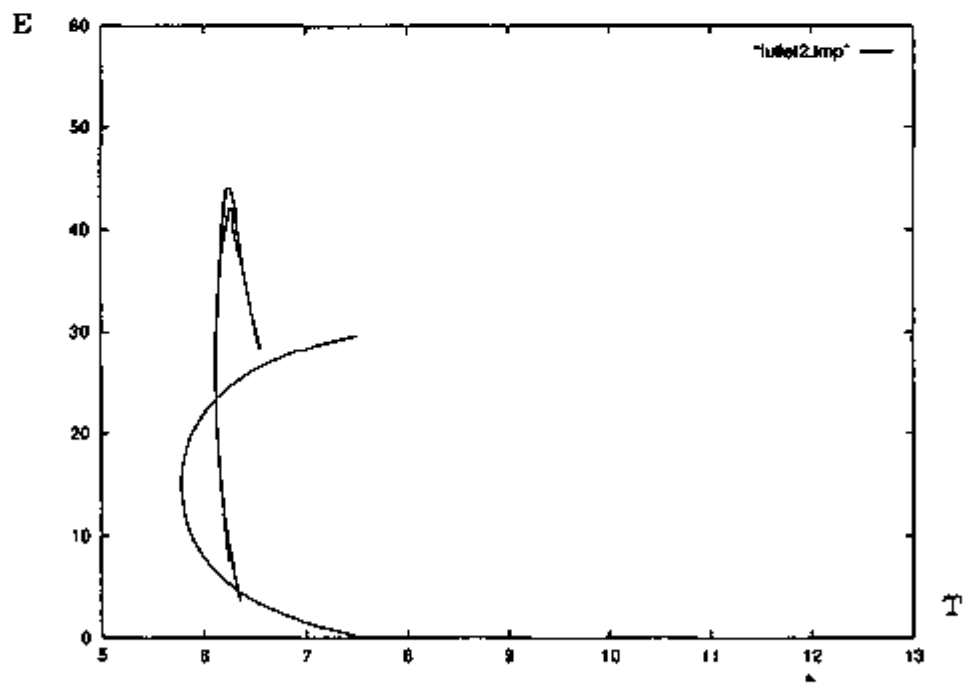


図４ 図２ａと図２ｂのなかで、図１ａの黒丸と白丸とに対応するＥ－Ｔ

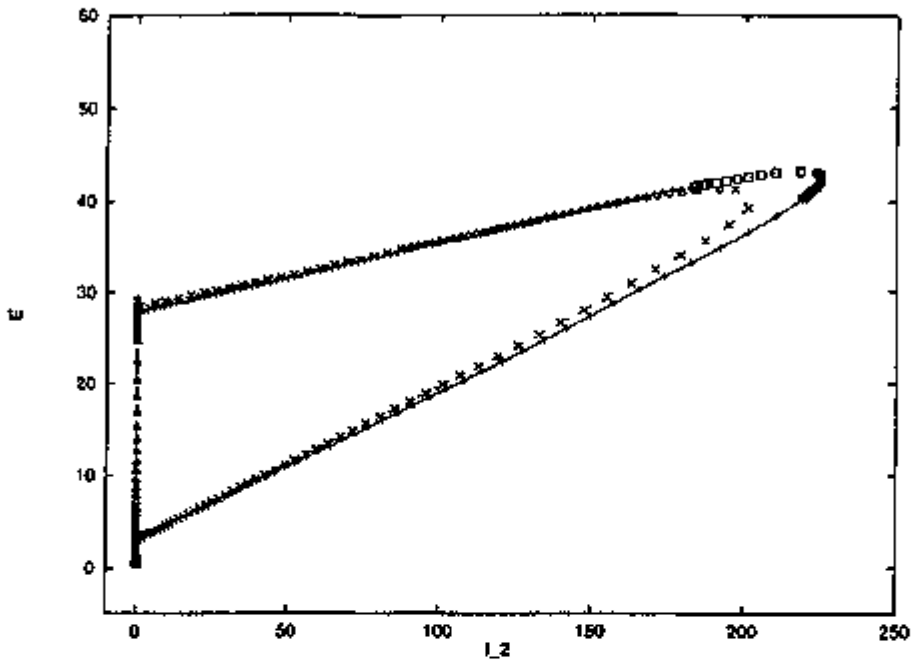


図5 $E - I_2$

14. スキルムハートレ・フォック法によるゼロスピンでの超変形研究

Study of Superdeformation at zero spin with Skyrme-Hartree-Fock method

S. Takahara, N. Tajima, and N. Onishi

1 Introduction

Superdeformed (SD) bands have been studied extensively both experimentally and theoretically in the last decade. Since the first observation in ^{152}Dy in 1986 [1], SD bands have been found in four mass regions, i.e., $A \sim 80$ [2], 130 [3, 4], 150 and 190 [5]. While these SD bands have been observed only at high spins so far, they may also be present at zero spin like fission isomers in actinide nuclei: The familiar generic argument on the strong shell effect at axis ratio 2:1[6] does not assume rotations.

If non-fissile SD isomers exist at zero spin, they may be utilized to develop new experimental methods to study exotic states, in a similar manner as short-lived high-spin isomers are planned to be utilized as projectiles of fusion reactions in order to populate very high-spin near-yrast states[7]. They will also be useful to test theoretical models whether the models can describe correctly the large deformations of rare-earth nuclei without further complications due to rotations.

In this report, we employ the Skyrme-Hartree-Fock method to study the SD states at zero spin. First, we compare various Skyrme force parameter sets to test whether they can reproduce the extrapolated excitation energy of the SD band head of ^{194}Hg. Second, we systematically search large-deformation solutions with the SkM* force.

The feature of our calculations is that the single-particle wavefunctions are expressed in a three-dimensional-Cartesian-mesh representation[8]. This representation enables one to obtain solutions of various shapes (including SD) without preparing a basis specific to each shape. Solving the mean-field equations in this representation requires, however, a large amount of computation which can be accomplished only with present supercomputers.

2 Comparison of various Skyrme forces for ^{194}Hg

Recently, Khoo *et al.* [9] determined the excitation energies and the spins of a SD band in ^{194}Hg down to $I^\pi = 8^+$. By extrapolating the spectrum to $I = 0$, they could predict reliably the excitation energy of the band head to be 6.017 MeV.

Comparisons with theoretical predictions are presented in Table 1. For the right-hand portion of the table, we performed calculations with various Skyrme parameter sets. The corresponding PES are plotted in Figure 1.

From macroscopic point of view, the softness to deformation is determined by the smallness of the surface energy coefficient a_s specific to each force. The SkM* is a force adjusted so as to reproduce the fission barrier height of ^{240}Pu and thus expected to have

the correct surface energy coefficient. Indeed, the SkM* as well as the SkP forces are the best ones to reproduce the experimental value of E^*. On the other hand, the SIII and the SkSC4 forces seem to be too stiff against deformation, while the SGII is too soft.

	E^*[MeV]
experiment[9]	6.017
Woods-Saxon-Strutinsky[10]	4.6
Woods-Saxon-Strutinsky[11, 9]	4.9
HF+BCS with SkM*[12]	5.0
HFB with Gogny D1 [13]	6.9
Nilsson-Strutinsky [14]	7.5

force	E^*[MeV]
SIII	8.2
SkSC4	7.4
SkM*	6.3
SkP	6.0
SGII	3.9

Table 1: Comparison of excitation energies of SD states at zero-spins for ^{194}Hg. In the left portion, various theoretical methods are compared. In the right portion, comparisons of Skyrme parameters are presented using HF+BCS method. The different values of E^* for SkM* force between left and right portions are due to a difference in the pairing force strength.

A different strength of the pairing force was used by Krieger *et al.*[12] to calculate the SD band head in ^{194}Hg. Their strength G was given by an empirical formula of their own,

$$G_N = \frac{16.5}{11+N}, \quad G_Z = \frac{17.5}{11+Z}\ [\mathrm{MeV}]. \tag{1}$$

On the other hand, our strength G is determined such that the so-called classical empirical formula of the average pairing gap,

$$\bar{\Delta} = \frac{12}{\sqrt{A}}[\mathrm{MeV}], \tag{2}$$

is reproduced for shell-effect-averaged level density obtained by the Thomas-Fermi approximation. The pairing-active space is the same between their treatment and ours: Single-particle levels below "the Fermi level plus 5 MeV" are taken into account in the BCS calculations.

The effect of the variation of pairing strength on deformation is presented in Figure2. Though the PES curves (bottom) are similar for small deformation, they are different in saddle region by as much as 2 MeV. Krieger's strength G gives a rather large pairing gap ($\Delta_n < 1.8$ MeV), while our strength produces a reasonable size of gap ($\Delta_n < 1.2$ MeV) for deformations less than 0.6.

As a consequence, they obtained $E^* = 5.0$ MeV, which is lower than our value (given in Table 1) by 1.3 MeV. The height of the barrier preventing the decay into the normal-deformation (ND) well is also different: They found it to be 1.8 MeV, while we obtained a larger value 3.5 MeV. Note that the partial halflife of the SD band head for the decay into the ND well is longer for higher barriers. We have estimated the halflife in a simple WKB approximation. The resulting halflife is 6×10^{-17} sec for Krieger's pairing force strength while it is 1×10^{-13} sec for our strength. The difference amounts to a factor of order 10^3.

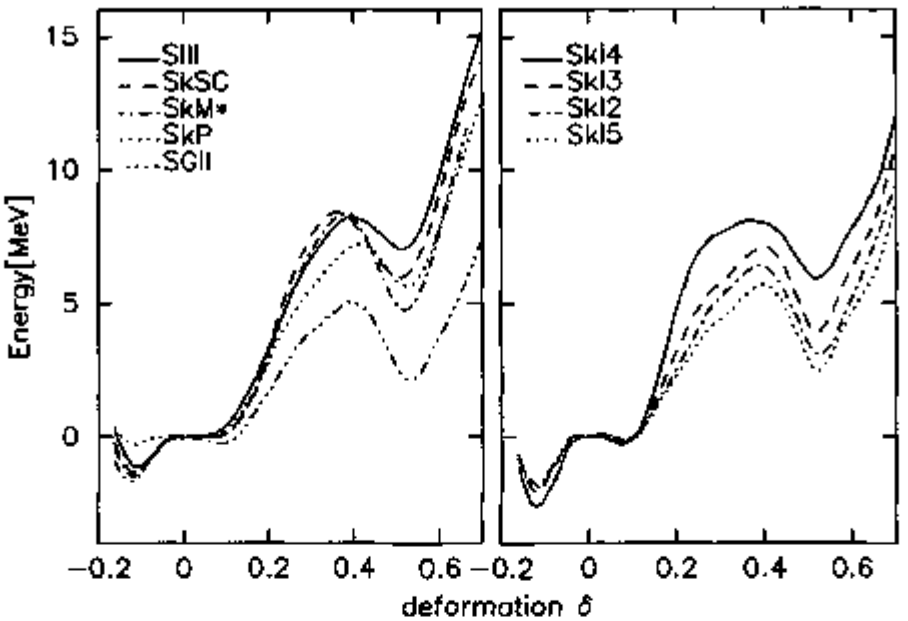


Figure 1: Potential Energy Surfaces of ^{194}Hg for various Skyrme forces. The abcissa is the deformation parameter δ. The ordinate is the energy measured from the sphericity. In parenthesis are the excitation energies (in MeV) of the superdeformed minima from the ground states.

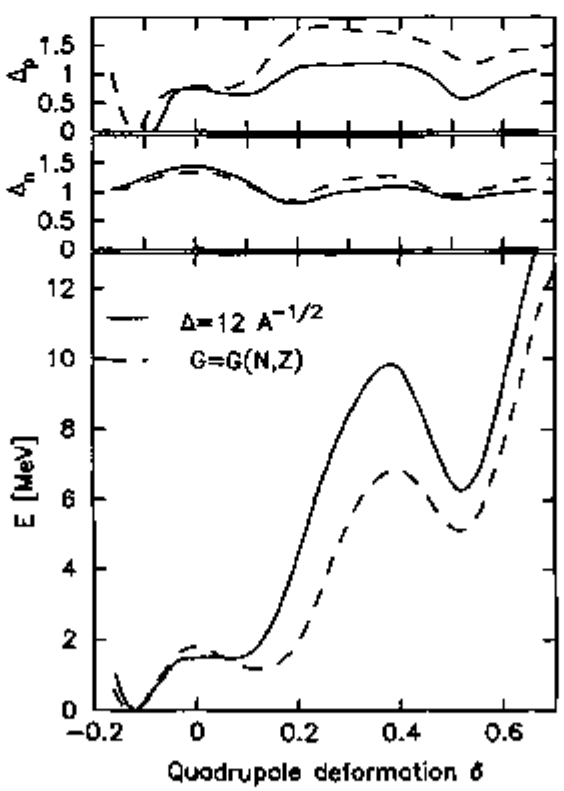


Figure 2: Comparison of the results with HF+BCS with SkM* between different pairing treatments. The solid curves are calculated with our method(pairing strength G is determined so as to reproduce $\bar{\Delta} = 12/\sqrt{A}$ for smeared level density). The dot curves are calculated with the method adopted by Kriger et al. [12]. The abcissa is the deformation parameter δ. The bottom portion presents the potential energy surfaces. The middle(top) portion presents the proton(neutron) pairing gap.

3 Systematics of the zero-spin SD

With the Skyrme SkM* force, we have explored a wide area of the nuclear chart ranging from $_{40}$Ca to $_{82}$Pb in order to study systematically the SD states at zero spin.

To specify that the spin is zero, we do not perform the angular momentum projection but simply do *not* rotate or crank the mean field.

An early microscopic attempt to explore SD at zero spin was made by Bonche *et al.* for Os-Pt-Hg region using the HF+BCS with the SIII force. Later, Krieger *et al.* changed the force to SkM* and performed an extensive calculation covering from $_{62}$Sm$_{126}$ to $_{92}$U$_{146}$ to obtain SD minima for 148 nuclei.

We employ the same Skyrme force as Krieger *et al.* used. However, the results of calculations are significantly different because their pairing strength is too strong as demonstrated clearly for ^{194}Hg.

Our calculation does not cover very neutron-rich nuclei, unlike the calculation by Krieger *et al.* It is because the pairing correlation of neutrons cannot be correctly described within the HF+BCS scheme for these nuclei: When the Fermi level approached to zero from below, the continuum single-particle states are coupled strongly to the ground state in the pairing channel. This coupling cannot be treated in the HF+BCS scheme, which relies on an assumption that the pair-scattering matrix elements are constant, i.e., independent of the orbitals. For the correct description of the coupling, one has to switch from the HF+BCS to the HFB scheme, of which computer programs we are developing presently.

In order to explain how we search the SD solutions, let us define the quadrupole deformation parameter δ,

$$\delta \equiv \frac{3\langle \hat{Q}_z \rangle}{4\langle \hat{r}^2 \rangle}, \tag{3}$$

where Q_z is the axially symmetric mass quadrupole moment,

$$\hat{Q}_z \equiv 2\hat{z}^2 - \hat{x}^2 - \hat{y}^2, \tag{4}$$

and $\hat{r}^2$ is the squared mass radius,

$$\hat{r}^2 \equiv \hat{x}^2 + \hat{y}^2 + \hat{z}^2 \tag{5}$$

We take the following procedures:

1. We prepare an initial wavefunction by either using the solution for a neighboring nucleus or taking the wavefunction of the eigenstate of the Nilsson potential of appropriate deformation.

2. If the quadrupole deformation parameter δ of the initial wavefunction is smaller than 0.6, we exert an external potential proportional to $\hat{Q}_z$ on the initial wavefunction until δ exceeds 0.6. Then, we switch off the external potential.

3. We let the wavefunction evolve by itself. If it converges to a local minimum with $\delta > 0.35$, we regard that the nucleus has a SD isomeric state. If the deformation parameter becomes less than 0.35 in the course of the self-evolution, we conclude that the nucleus does not have a SD state.

4. If the nucleus has a SD minimum, we calculate the potential energy curve for $0 \leq \delta \leq 0.6$ by imposing a constraint on $\hat{Q}_z$. This step requires more than ten times as long computation time as the previous three steps. It is necessary, however, to estimate the half-life of the isomer.

Following the above prescription, we have explored 642 nuclei and found SD minima in 155 nuclei[15].

References

[1] P. J. Twin *et al.* , Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 811.

[2] C. Baktash, Phys. Rev. Lett. **74** (1995) 1946.

[3] P. J. Nolan *et al.* , J. Phys. G11 (1985) L17.

[4] V. F. Kirwan *et al.*, Phys

[5] R. V. F. Janssens and T. L. Khoo, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **41** (1991) 321.

[6] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, vol. 2, (Benjamin, New York, 1975) and references therein.

[7] Y. Gono *et al.*, Nucl. Phys. **A588** (1995) 241c.

[8] N. Tajima, S. Takahara, and N. Onishi, Nucl. Phys. **A603** (1996) 23.

[9] T. L. Khoo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **76** (1996) 1583.

[10] W. Satula et al., Nucl. Phys. **A529** (1991) 289.

[11] R. Chasman, Phys. Lett. **B219** (1989) 227.

[12] S. J. Krieger, P. Bonche, M. S. Weiss, J. Meyer, H. Flocard, P. -H. Heenen, Nucl. Phys. **A542** (1992) 43.

[13] J. P. Delaroche et al., Phys. Lett. **B232** (1989) 145.

[14] M. Riley et al., Nucl. Phys. **A512** (1990) 178.

[15] S. Takahara, N. Tajima, and N. Onishi, in preparation.

15. 回転核における相対論的平均場近似

General Relativistic Mean Field Theory for Rotating Nuclei

Hideki Madokoro[1] and Masayuki Matsuzaki[2]

[1]*Department of Physics, Kyushu University, Fukuoka 812-81, Japan*
[2]*Department of Physics, Fukuoka University of Education, Munakata, Fukuoka 811-41, Japan*

Abstract

The σ-ω model Lagrangian is generalized to an accelerated frame by using the technique of general relativity which is known as tetrad formalism. We apply this model to the description of rotating nuclei within the mean field approximation, which we call General Relativistic Mean Field Theory(GRMFT) for rotating nuclei. The resulting equations of motion coincide with those of Munich group whose formulation was not based on the general relativistic transformation property of the spinor fields. Some numerical results are shown for the yrast states of the Mg isotopes and the superdeformed rotational bands in the $A \sim 60$ mass region.

1 Introduction

In recent years, relativistic approaches to the nuclear many-body problem have been done by many groups with great successes. In the simplest version, the meson fields are treated as classical mean fields. This Relativistic Mean Field Theory(RMFT) has been successful in describing various properties of nuclear matter and ground states of finite nuclei. It is now considered as a new and reliable way, alternative to the traditional non-relativistic Hartree-Fock approaches, to describe the nuclear properties. Applications to the excited states in finite nuclei are also examined. As one of such applications, we here consider the description of rotating nuclei. Such work was first done by Munich group[1, 2]. They combined RMFT and the cranking assumption, that is, the effective Lagrangian was transformed from the laboratory to the uniformly rotating frame, from which the equations of motion were derived. In their formulation, however, the transformation property of the spinor fields was based on special relativity, which was inadequate because the rotating frame was not an inertial one. Therefore, in this work, we reformulate in a fully covariant manner using the technique of general relativity known as tetrad formalism[3], and apply it to the description of rotating nuclei within the mean field approximation, which we call General Relativistic Mean Field Theory(GRMFT) for rotating nuclei. As a first systematic application of this model to the light mass nuclei, we calculate the yrast states of the Mg isotopes and the superdeformed rotational bands in the $A \sim 60$ mass region.

2 Formulation

Following tetrad formalism, we can write down the Lagrangian in the non-inertial frame represented by the metric tensor $g_{\mu\nu}(x)$. From the variational principle applied to this Lagrangian, the equations of motion can be derived. Then we can obtain the equations of motion in the uniformly rotating frame by substituting the metric tensor in this frame. For detail, see [4]. The resulting stationary equations of motion are

$$\left(\alpha\cdot(\frac{1}{i}\nabla - g_\omega\omega(x)) + \beta(M - g_\sigma\sigma(x)) + g_\omega\omega^0(x) - \Omega(L_z + \Sigma_z)\right)\psi_i(x) = \epsilon_i\psi_i(x), \quad (1)$$

$$\left(-\nabla^2 + m_\sigma^2 - \Omega^2 L_x^2\right)\sigma(x) = g_\sigma\rho_s(x), \quad (2)$$

$$\left(-\nabla^2 + m_\omega^2 - \Omega^2 L_x^2\right)\omega^0(x) = g_\omega\rho_v(x), \quad (3)$$

$$\left(-\nabla^2 + m_\omega^2 - \Omega^2(L_z + S_z)^2\right)\omega(x) = g_\omega j_v(x). \quad (4)$$

Note that these equations of motion in fact coincide with those of Munich group. Why they could obtain the correct result was also clarified in our formulation[4].

3 Numerical Results

The eqs. of motion are solved by the standard iterative diagonalization method using the three dimensional harmonic oscillator eigenfunctions. The cutoff parameters for nucleon and meson fields are taken as N_F=8 and N_B=10, respectively. As a parameter set, we adopt the one called NL-SH which is adjusted to the properties of nuclear matter and some spherical nuclei. Note that, although only the σ- and ω-meson are explicitly written in the formulation, the ρ-meson and the photon fields, which are incorporated in a same way as the ω-meson, together with the non-linear self-interactions of the σ-meson are also included in the numerical calculation.

3.1 A systematic calculation of the Mg isotopes

The Mg isotopes have been so far well examined both in theoretical and experimental studies. Recently, special attentions are given to these isotopes in connection with the vanishing of the N=20 shell gap in ^{32}Mg. While the experiments[5] and the shell model calculations[6] support the vanishing of the N=20 shell gap in ^{32}Mg, both Skyrme-Hartree-Fock(-Bogoliubov)[7] and Relativistic Mean Field(+BCS)[8] calculations failed to reproduce this result.

In this work, we calculate the systematics of the excited states in the Mg isotopes induced by collective rotation as well as the ground states, where the triaxial degrees of freedom are also included which were not considered in [8]. Our numerical results show that some isotopes such as ^{28}Mg and ^{30}Mg seem to have triaxial shapes in the ground states. We can not conclude, however, that these nuclei have surely triaxial ground states because there still remains the ambiguity concerning the fact that the pairing correlations are neglected.

Fig.1 shows the systematics of the 1st excited 2+ states in the Mg isotopes. As can be seen from this figure, the calculated energies seem to be too small compared to the experimental ones except for ^{32}Mg. This means that the calculated moments of inertia are too large. For ^{32}Mg, we find slightly prolate($\beta \sim 0.11$) ground state, and two local minima, one is slightly oblate($\beta \sim -0.06$) and another is prolate($\beta \sim 0.44$). These are 0.6 MeV and 2.7 MeV higher than the ground state, respectively. This is consistent with [8], where the pairing correlations are taken into account which leads to almost spherical ground state. The 1st 2+ state built on the prolate local minimum($\beta \sim 0.44$) is 0.3 MeV higher than this local minimum(denoted by the single black circle in Fig.1 at A=32), while if mesured from the ground state, the excitation energy is 3.0 MeV.

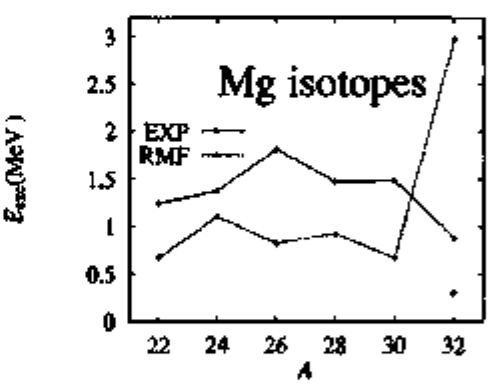


Figure 1: 1st excited 2+ states in the Mg isotopes.

3.2 Superdeformed rotational bands in the $A \sim 60$ mass region

Since the experimental discovery of the superdeformed rotational bands in ^{152}Dy, many superdeformed bands have been observed in the $A \sim$ 130,150,190 and 80 mass regions. There are no observations, however, in the $A \sim 60$ mass region up to now in spite of some experimental efforts. From the theoretical point of view, it is expected that there may be stable largely deformed states built on the N,Z=28,30,32 deformed shell gaps. Ragnarsson et al. predicted that the superdeformed minimum become yrast at I=22 for ^{60}Zn[9]. A relativistic investigation on the nuclei in this mass region, on the other hand, have not been done. Therefore, we calculate the superdeformed bands in this mass region using GRMFT to give a theoretical prediction which will be useful for the experimental investigations.

We find that the ground state of ^{60}Zn is axially symmetric prolate with $\beta \sim 0.21$. The superdeformed second minimum is also found with $\beta \sim 0.54$, which is built on the N=Z=30 shell gaps as is seen from Fig.2, at 8.3 MeV higher than the ground state. In Fig.3 the total energies for the

ground state and superdeformed rotational bands in ^{60}Zn are shown. The superdeformed states seem to become yrast at $I \sim 20(\Omega \sim 1.0$ MeV), which is consistent with the prediction of [9].

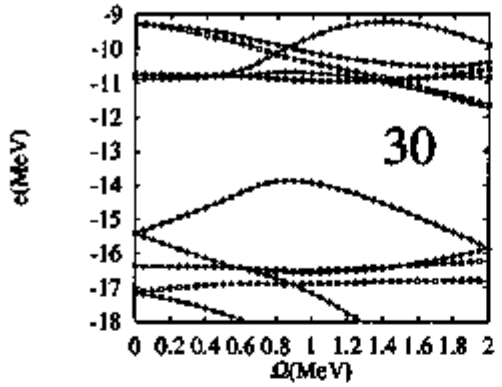


Figure 2: Single neutron routhian of the superdeformed states in ^{60}Zn as functions of rotational frequency Ω.

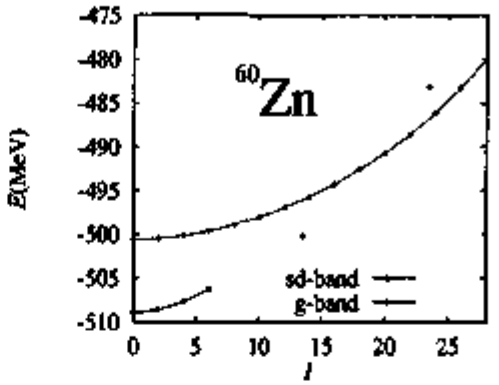


Figure 3: Total energies in ^{60}Zn for ground state and superdeformed rotational bands as functions of spin I.

4 Summary

We have formulated a general relativistic mean field theory for rotating nuclei adopting the tetrad formalism. The results were the same as those of Munich group who started from a special relativistic transformation property of the spinor fields. Why they could obtain a correct result was also clarified in our formulation.

As a first systematic investigation of the present model on the light mass nuclei, we calculated the yrast states of the Mg isotopes and the superdeformed rotational bands in the $A \sim 60$ mass region. For the Mg isotopes, some isotopes seemed to be triaxial in the ground states. The calculated moments of inertia were somewhat too large compared to the experimental ones. ^{32}Mg seemed to be slightly prolate in the ground states. The calculation of the superdeformed rotational bands in ^{60}Zn showed that the superdeformed states become yrast at $I \sim 20$, which was consistent with [9]. A more systematic investigation with the pairing correlations is now in progress.

References

[1] W.Koepf and P.Ring, Nucl. Phys. A **493**(1989) 61; ibid. A **511**(1990) 279.

[2] J.König and P.Ring, Phys. Rev. Lett. **71**(1993) 3079; A.V.Afanasjev, J.König and P.Ring, Phys. Lett. B **367**(1996) 11; Nucl. Phys. A **608**(1996) 107; J.König, Ph.D.thesis, 1996 (unpublished).

[3] S.Weinberg, Gravitation and Cosmology: Principles and Applications of The General Theory of Relativity (John Willy and Sons, New York, 1972) p. 365; N.D.Birrell and P.C.W.Davies, Quantum Fields in Curved Space (Cambridge Univ. Press, London, 1982) p. 81.

[4] H.Madokoro and M.Matsuzaki, preprint, nucl-th/9702021.

[5] C.Détraz et al., Nucl. Phys. A **394**(1983) 378; T.Motobayashi et al., Phys. Lett. B **346**(1995) 9.

[6] E.K.Warburton, J.A.Becker and B.A.Brown, Phys. Rev. C **41**(1990) 1147; N.Fukunishi, T.Otsuka and T.Sebe, Phys. Lett. B **296**(1992) 279.

[7] J.Terasaki et al., preprint, nucl-th/9612058.

[8] Z.Ren et al., Phys. Lett. B **380**(1996) 241.

[9] I.Ragnarsson, preprint, Lund-MPh-90/09 (1990).

16. レーザー電子光による核物理：SPring-8における発展と展望

Nuclear Physics with Laser-Electron-Photons: Developments and Perspectives at SPring-8

藤原 守
Mamoru Fujiwara

大阪大学核物理研究センター
Research Center for Nuclear Physics, Osaka University, Mihogaoka 10-1, Ibaraki, 567 Osaka Japan

1 はじめに

SPring-8の8 GeV電子ビーム [1] を用いた、紫外線レーザー光とのコンプトン散乱により、1~3.5 GeV領域で１００％近く偏極したフォトンビームが得られる。この施設でのクォーク核物理研究は世界でもユニークであり、計画中の現時点でも世界の研究者の関心をひきつけつつある。1~3.5 GeV領域は核子の励起準位が離散的に現れるエネルギー領域であり、電磁的プローブを用いた研究はクォークの関わる物理の研究に決定的な威力を発揮すると期待出来る [2]。

SPring-8での実験では、偏極した高エネルギーガンマ線と核子内のクォークとの衝突現象、及びクォークのノックアウト現象が観測されると期待される。偏極現象測定は、クォークの関与する物理を解明するための有力な武器となる。現在、素粒子・原子核物理で大きな謎となっている話題、「核子スピンの起源」を解明する有力な偏極実験も提案されている．研究計画として、以下のようないろいろな実験課題があり、日本はクォーク核物理のレプトンによる研究で世界のトップに立つことが出来る。

遠赤外線レーザーを用いた逆コンプトン散乱ではMeV領域の指向性良いガンマ線が得られる。１００％偏極光の強度は 10^9 photon／秒以上が得られると推定されるので、原子核のE1共鳴、M1励起の研究に幅広く応用されるであろう。

以下にSPring-8で展開される中間エネルギー・クォーク核物理について概観を述べ、最後に、10 MeV程度の高強度、高偏極ガンマ線が発生した時に展開されると期待される核物理について議論する。

1. 核子中の $s\bar{s}$ 成分の検出

陽子と中性子の磁気モーメント比 (μ_n/μ_p) をクォーク模型で計算すると -2/3 となり、実験値 -0.685 と驚くほど一致していることはクォーク模型の強いよりどころであった。しかしながら、最近の欧州原子核研究所 (CERN) の偏極レプトン核子深部非弾性散乱の実験は，核子スピンのクォークスピン構造について，「核子スピンには，10% 以下のクォークスピンの寄与が存在するのみ、ストレンジクォークの寄与が10% から 20% 存在する。」という驚くべき結論をもたらした [3, 4, 5]。

これは、核子内部構造の謎にあらためて大きな疑問を投げかけている。 また、最近のQCD理論では、核子の内部は簡単な描像で理解することは不可能でクォークとグルーオンの渦巻く混沌とした状態として核子を記述する方が現実に近いのではないか、という議論もある。

ϕ 中間子（質量1020 MeV）は $s\bar{s}$ の波動関数を持ち、理想的な反ストレンジ・クォーク - ストレンジ・クォーク対構成の中間子である。偏光GeV光ビームで偏極核子中の $s\bar{s}$ 成分をノックアウトすることにより発生する $s\bar{s}$ 中間子，ϕ を測定することにより，「核子内部のストレンジネス密度」を測定することができる。特に，光子 - 核子間のヘリシティ平行散乱と反平行散乱の断面積の非対称度などの偏極量に依存する断面積の非対称性の測定は，ストレンジネス密度に敏感である。

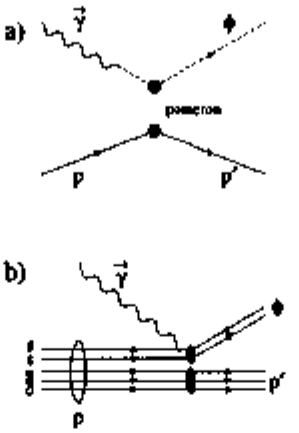


図 1: 二つの光 ϕ 中間子生成過程。a) ベクター・メソン・ドミナンス過程 (VMD process)。b) $s\bar{s}$ 対のガンマ線による叩き出し過程 (knock-out process)。

この実験の有用性をより易しく理解してもらうために、1~3.5 GeV の偏極ガンマ線を用いて、ϕ 中間子を生成する時の 2 つの典型的な場合を図 1に示す。図 1a) は、光子が中性ベクトル中間子 ϕ に変化し、その後、核子とのポメロン交換（多重グルーオン交換）によって散乱される過程である。ポメロンは真空と同じ量子数を持つ事から、この場合は、核子のスピンに関する情報は生成された ϕ 中間子には影響を与えない事が容易に想像出来る。

図 1b) は核子（陽子）の中にある $s\bar{s}$ 成分をガンマ線が叩き出す過程を表わしている。この場合は、$s\bar{s}$ クォーク対は uud クォークと合わせて、もともとの陽子を構成している要素なので、図 1a) とは異なり、叩き出された $s\bar{s}$ はもともと結合していた uud クォークの性質との関連を持っている。即ち、$s\bar{s}$ クォーク系の量子数は uud クォークの量子数と合わせて全体で核子の量子数に等しくならなければいけない。ところで、我々が観測したいものは核子中に存在する $s\bar{s}$ クォークを叩き出す図 1b) の過程である。但し、ガンマ線による ϕ 中間子生成では図 1a) の過程が支配的であると予想されるため、如何にして過程 b) の存在を検証するかに焦点が絞られる。

SPring-8 で計画される実験では、偏極ガンマ線と偏極核子標的を有効に用い、過程 a) と過程 b) の干渉効果に敏感な偏極測定量を観測し、核子内の $s\bar{s}$ クォーク成分を極めて鋭敏に検知しようとしている。

ロシアの理論家 Titov らはこの効果をクォーク模型を使って評価した [6]。彼等の計算結果は、2 GeV 付近でのガンマ線による偏極測定量実験に於いて、VMD 過程と knock-out 過程の干渉効果を観測し、0.3% の $s\bar{s}$ 成分を抽出も可能である事を示している。

2. Baryon の変形とバリオン・スペクトル（クォーク波動関数）の研究

バリオンの励起状態の分光学的研究は GeV 電子光により開かれると考えられる有望な研究である。

クォークの閉じ込めを引き起こすQCD真空から作られるハドロンの励起状態を明らかにする分光学的研究は、ハドロン構造、QCD真空を理解するユニークな手法である。

クォークとグルーオンの多体系である核子及びハイペロンの励起状態は，原子核の場合と同様に変形している可能性がある。この変形効果による特有なバリオン励起状態がスペクトラムに現れている。GeV光を用い調べたいバリオンをクリーンに励起し，励起バリオンからのガンマ崩壊，メソン崩壊を調べる。これら崩壊の精密測定はバリオンのクォーク・グルーオン構造、ひいてはQCD真空の解明の大きな情報となる[7]。

3. GDH (Gerasimov, Drell-Hearn) 和則の検証

スピン1/2のクォークによるスピン1の実光子の吸収過程では特徴的なガンマ線吸収選択則が現れる。核子に対するガンマ線吸収断面積のエネルギー積分を核子のスピンを光子のスピンと平行，反平行の場合について測定する。この時に予測されるGDH和則値[8, 9]は「核子のスピンの起源」と関係した重要な測定量である。今日、物理学の中で最も興味のある課題の一つ「核子のスピンの起源」の謎にせまり，QCDの理解を深める研究となる。また、1.5~3.5 GeVの光子による実験値はクォークを基礎とした理論のモデルの厳密なチェックとなる[10]。

GDH実験と相補的な実験は偏極ガンマ線による陽子のコンプトン散乱実験である。偏極ガンマ線と偏極陽子ターゲットの場合の前方コンプトン散乱はすでに、ゲルマンら[11]によって与えられ、陽子磁気モーメント、陽子内での電荷分布に関係付けられることが分かっている。ガンマ線の波長が核子サイズ(1.2×10^{-13} cm)よりもっと小さくなった時、ガンマ線は陽子内の電荷分布の詳細を見ることになる。したがって、1.5~3.5 GeV領域でのコンプトン散乱の断面積、偏極分解能測定は核子の微視構造の詳細な情報を与えることになる。

4. メソンの構造

メソンの励起状態の研究は、高エネルギー研究所・フェルミ研究所などでも行なわれて来た重要な研究テーマの一つである。光を核子に吸収させた後、メソン崩壊によって作り出せる。調べたいメソンのガンマ崩壊の寿命、多重極度の測定はメソンの構造に重要な情報を与える。メソンのクォーク・反クォーク構造、グルーボール構造などはQCDの物理の理解を進める。

特に興味深いのは、クォークの閉じ込めの帰結として、QCD真空はモノポール凝縮しており、その凝縮効果によりGeV程度の励起エネルギー（質量）をもつ擬ベクトル粒子（ストロングボソン），QCDモノポール粒子が予言されている。このQCDモノポール凝縮効果によって予想される新粒子の発見は、クォーク閉じ込め機構解明の鍵となる[12]。

QCDで予想されているモノポール凝縮に特有なグルーボールの大発見につながれば、真空の構造を確定的なものに出来る。さらに、大統一理論の基礎となっている物質に質量を与える根本原理であるヒッグス機構の裏付けをあたえることにもなる。

さらには、η中間子、K中間子等の希崩壊モードを調べることは物理の根本原理である「対称性の破れ」の研究に繋がる。

5. 重陽子の光分解によるクォーク模型のテスト

重陽子光分解反応は，核子-核子間相互作用（強い相互作用）の本質を見極める意味で最も簡単かつ重要な反応である。歴史的にも古くから実験が行なわれている。但し，エネルギーがGeV以上の領

域では精密実験は無い。1.5~3.5 GeV のエネルギー領域は，核力の古典的なメソン描像から QCD の必要となるクォーク描像へと移行する領域である。偏極現象測定の実験結果は，2つの描像の接点を記述する理論の適用範囲の厳しいチェックを促すことになる。1.5~3.5 GeV 領域での偏極フォトンによる実験が可能な施設は世界中で SPring-8 のみであり，特徴のある実験となる。

重陽子分解反応は重陽子がガンマ線により陽子と中性子に分解する反応である。この反応は核子核子間相互作用（自然界に存在する四つの基本的な相互作用の一つである強い相互作用）の本質を見極める意味で究めて重要な反応である。基本的に二体問題であり、純粋にその相互作用を明らかにできうる。

6. Glue ball （DGL 理論： Dual Ginzburg-Landau 理論）の探索

クォーク核物理にとって最大の課題は，クォークがいかにしてハドロン内部に閉じ込められているかという問題である。近年、注目されている理論は，超伝導状態でのマイスナー効果に双対な機構によるものとする DGL 理論である [13, 14, 15]。DGL 理論ではクォーク閉じ込めに直接関わる粒子が出現し、そのグルーボールは約 1.5 GeV の質量をもち $J^P = 1^+$ の量子数を持つ [16]。さらに QCD ヒッグズ粒子として 0^+ のグルーボールの存在も予言される。これら閉じ込め機構に関わる粒子の探索は閉じ込め機構の解明に本質的に重要である。

7. 核媒質における中間子質量、振る舞いの研究

ρ (770)、ω (782)、ϕ (1020) 等のベクター中間子は、原子核の中で強くガンマ線とカップルする。ベクター・ドミナンスのモデルに従えば、入射光子の偏極（レーザー電子光の場合：ベクター偏極率、テンサー偏極率共に 1) をほとんど引き継ぐ。このことは ρ (770) については１０％の精度で確かめられている。

核子や中間子は原子核中でその質量を変化すると予想されている。これは，カイラル対称性の自発的破れを伴う QCD 理論の特徴である。温度の上昇或いは核子密度の上昇に伴いカイラル対称性が回復することにより、ほとんどのハドロンの質量が変化することになる [17, 18]。ベクトル中間子 ρ と ω の質量が原子核内の温度によってどのように変化するかは、あまりはっきりとはしていない。質量が大きくなる場合もあるし、小さくなる場合も予想されている [19]。

ベクター粒子である GeV 光子を原子核に照射すれば，光生成反応により原子核内でベクトル中間子を豊富に生成することが出来る。生成された中間子の崩壊粒子を捕らえることにより中間子の核内での質量変化を精密に測定し，カイラル対称性の自発的破れの機構が検証出来る。もちろん、同様な研究はハドロン・ビームを用いた中間子生成実験でも可能であるが、実験条件としてガンマ線によるものが有利か、ハドロンによるものがより有利かどうかは明らかでは無い。 光の実験の場合は、核子密度がより正確に定義できる点で有利である。ハドロン実験の場合は、衝突パラメーターによってベクトル中間子発生の密度が大きく変化する。密度変化の小さい量を測定しようとする時には測定量の不定性を生み、不利に働く可能性がある。

いずれにせよ、原子核内でのベクター中間子生成、核媒質の真空の変化の解明に繋がる重要な研究課題であり、研究を積極的に推進する意義はある。

ガンマ線による、核内でのベクター中間子生成の機構が核内での核子の影響を強く受けているとすれば、ベクター中間子の偏極の方向が核内で大幅に変化する可能性がある。核内での偏極は崩壊中間子の角度相関から決定できる。

山形大学・清水グループは、偏極ガンマ線によるベクトル中間子生成と電子・陽電子対の測定が最もきれいなカイラル対称性の自発的破れの機構の証拠を与えられる可能性に着目し、SPring-8での研究計画を推進している。

8. 偏極フォトンによるハイパー原子核の研究

高エネルギーGeV光は（γ，K）反応によりハイパー核を作ることが出来る。この方法は従来の(π,K),(K,π)反応と相補的である。光の偏光を利用して，偏極ハイパー核を作る。そこからの弱崩壊の研究は原子核内部でのフレーバー変化弱相互作用を明らかにする。カイラル対称性の回復，原子核内でのクォーク閉じ込め等の予期現象を明らかにすることが出来る。

2 原子核のM1、E1励起

2.1 逆コンプトン過程によるガンマ線発生

SPring-8のリングに蓄積され直径0.3 mm以下に絞り込まれた高エネルギー電子ビーム（8 GeV）にレーザー光（光子）を正面衝突させると、光子は後方にコンプトン散乱される（Compton Back Scattering）。散乱の際、レーザー光は電子からエネルギーを受け取り、高エネルギーガンマ線に変換される。この散乱過程の概念図を図2に示す。

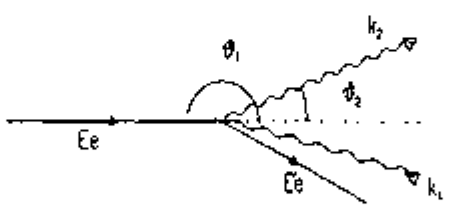


図2: 逆コンプトン散乱によるレーザー電子光

入射レーザー光のエネルギー（k_1）とレーザー電子光のエネルギー(k_2)の関係は、4元エネルギー・運動量保存則によって

$$k_2 = \frac{k_1(1-\beta cos\theta_1)}{1-\beta cos\theta_2 + \frac{k_1(1-cos\chi)}{E_e}} \tag{1}$$

のようにあらわされる。ここで$\chi = \theta_2 - \theta_1$、$E_e$は電子ビームのエネルギー、$\beta$は電子の速度である（光速$c = 1$）。

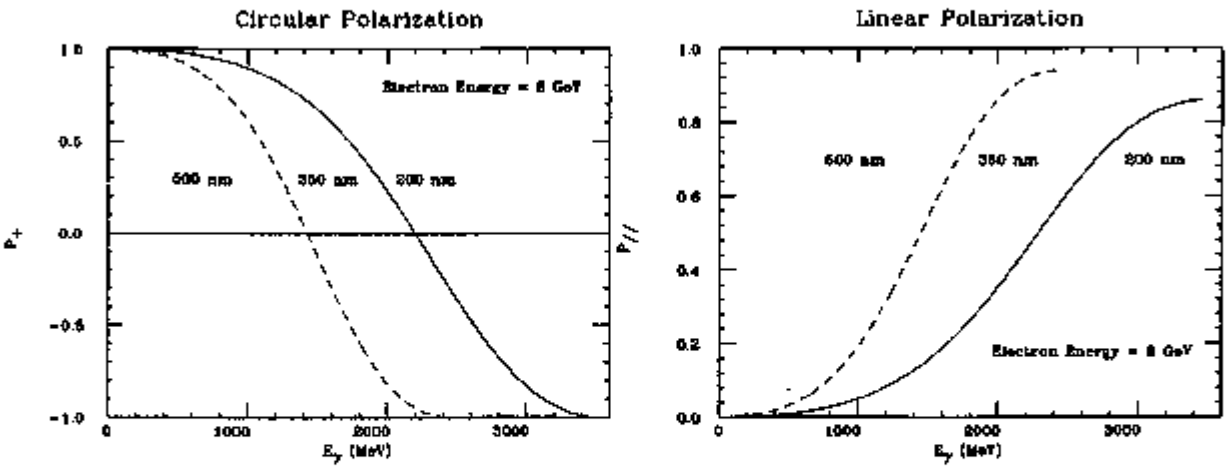


図 3: 100% 円偏光したレーザー光によるレーザー電子光の偏極度（左図）と 100% 直線偏光したレーザー光によるレーザー電子光の偏極度（右図）。

レーザー電子光のエネルギー (k_2) は正面衝突 ($\theta_1 = \pi$) で且つ光子が電子ビーム進行方向 ($\theta_2 = 0$) に跳ね返された時、最大値

$$k_2 = \frac{4k_1E_e^2}{m_e^2 + 4k_1E_e} \tag{2}$$

をとる。上式から電子ビームのエネルギー、またはレーザー光のエネルギーが高い（波長が短い）ほど高いエネルギーのレーザー電子光が得られることがわかる。特に、電子のエネルギーは重要なファクターで、例えば、レーザー光として 351.1nm (3.53 eV) のアルゴンレーザーを用いると、電子エネルギーが 2.5 GeV、6 GeV の時のガンマ線のエネルギーはそれぞれ 0.3 GeV、1.5 GeV なのに対して、電子エネルギーが 8 GeV の時には、2.4 GeV のガンマ線が得られる。

逆コンプトン散乱の際、偏光したレーザー光を使用すると偏極ガンマ線を容易に得ることが出来る。図3に示すように、円偏光の場合、100% 偏光したレーザーを用いると最大エネルギー点でガンマ線は完全に偏極する（偏極度 $P \simeq 1$）。直線偏光の場合も偏極度は高く、最大エネルギー点で 0.9 程度の値が得られる。

円偏極ガンマ線は偏極電子ビームの制動放射によっても得られるが、その場合の偏極度は最大でも 0.5~0.7 である。電子ビームの制動放射によって直線偏光したガンマ線を得ることはできない。

逆コンプトン散乱で作られるガンマ線のエネルギーと発生角度には

$$k_2 = \frac{4k_1E_e^2}{m_e^2 + 4k_1E_e}\left(\frac{1}{1+(\frac{E_e^2}{m_e^2+4k_1E_e})\theta_2^2}\right) \tag{3}$$

で与えられる関係がある。電子エネルギーが高くなると、ガンマ線は電子の進行方向の狭い角度に集中するようになる（図4）。式3で容易に理解できるが、注目すべきことは、ガンマ線の広がりは、電子ビームのエネルギーにのみ依存し、入射レーザーのエネルギーにはほとんど依存しないことである。

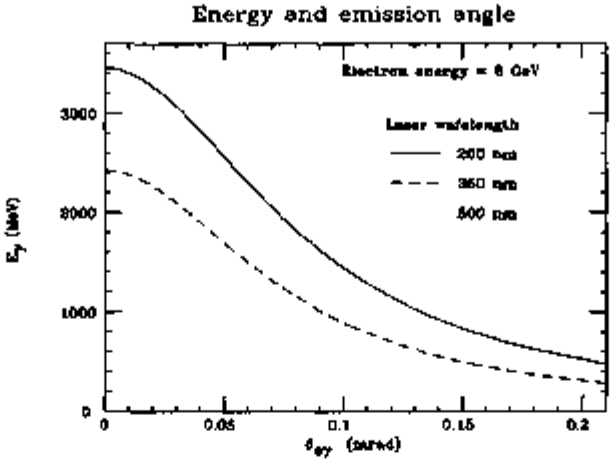


図 4: レーザー電子光と散乱角度の関係。

レーザー光として 6 eV (波長 200 nm) の紫外レーザーを用い、電子エネルギーが 8 GeV の時には、0.1 mrad の 散乱角度のなかに、1.5 GeV から 3.5 GeV までのエネルギーをもつレーザー電子光が集中する。１００メートルの離れた距離に検出器を設置したとしても、ターゲットでのレーザー電子光の広がりはせいぜい 1 cm 程度である。この関係は、レーザー光の波長が極端に長くなっても保たれる。つまり、MeV 領域のガンマ線を遠赤外線レーザーをもちいて発生させた時には、極めて指向性のよいガンマ線源が得られるということを意味する。

但し、MeV 領域エネルギーのレーザー電子光を得るためには、きわめて低いエネルギー (長い波長) のレーザー光子が必要である。この時、MeV 領域ガンマ線発生にとってきわめて有利に働く条件が現れる。

遠赤外領域のレーザーはレーザー出力が 1W クラスでも、通常のレーザーに較べて、桁違いに多くの光子を 8 GeV 電子ビームに照射することが出来る。発生するガンマ線のエネルギーが低いので、反跳された 8 GeV 電子は蓄積リングのなかを十分に周回することができる。このため、電子ビーム量がレーザー照射のために減少することは無い。

波長 120 μm のレーザー光子の光量子エネルギーは 0.0103 eV、240 μm のレーザー光量子エネルギーは 0.00517 eV、であり、8 GeV 電子と逆コンプトン散乱させることで、それぞれ最大エネルギー 10.11 MeV, 5.07 MeV のガンマ線を得ることができる。出力 2~3 W 級の分子レーザーは紫外線レーザーに較べ、１００倍以上もの割合で逆コンプトン散乱衝突を起こさせられるので、MeV 級ガンマ線が強度 10^9 個／秒の得られる可能性がある。また、放射光電子蓄積リングそのものに遠赤外領域のレーザーを組み込めば、蓄積リングで周回している電子数 (蓄積電子が 100 mA とすれば約 10^{17} 個／秒) に匹敵する光が取り出せる可能もある。この様に強い MeV 領域の指向性の高い偏極ガンマ線をもちいれば、全く新しいタイプの原子核実験が可能となる。

2.2 原子核の M 1 励起

図 5に nuclear resonance fluorecence による励起過程と崩壊様式を示す。原子核は光吸収によって励起され励起準位からガンマ線崩壊によって再び安定な基底状態にもどる。これまで、nuclear resonance fluorecence による実験によって原子核の M 1 励起に関しての、いくつかの貴重な実験成果が達成されてきた [20]。ここで、SPring-8 で高強度のガンマ線が得られれば、どれくらいの割合で原子核が励起されるのか

を知っておくことも必要であろう。

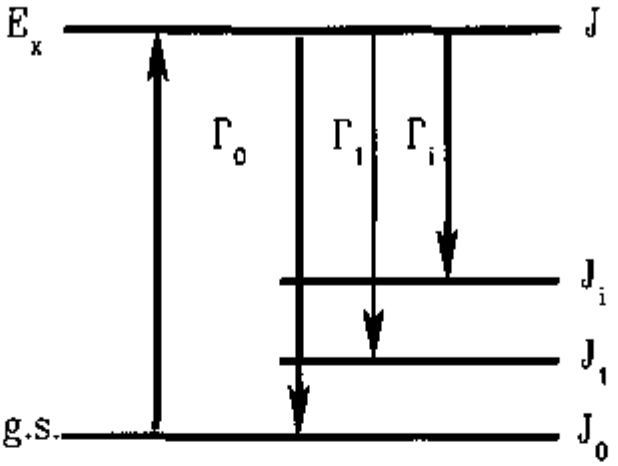


図 5: 原子核による光吸収とガンマ線崩壊。崩壊幅 Γ はスピン・パリティ Ji を持つ励起準位の寿命から決定される。

励起準位の幅 Γ は励起強度に以下の式で関係づけられる。

$$\Gamma_i = 8\pi \sum \frac{L+1}{L((2L+1)!!)^2} \left(\frac{E_0 - E_i}{\hbar c}\right)^{2L+1} \cdot \left(\frac{2J_0+1}{2J_i+1}\right) \cdot B(\pi L) \uparrow \tag{4}$$

また、光吸収率 I_{abs} と幅 Γ_0 の関係は

$$I_{abs} = \pi^2 \cdot \left(\frac{2J+1}{2J_0+1}\right) \cdot \left(\frac{\hbar c}{E_x}\right)^2 \cdot \Gamma_0 \tag{5}$$

となる。
0^+ 準位から 1^+ 準位への M 1 励起の場合、崩壊幅と遷移マトリックスの関係は

$$\Gamma_0(0^+ \rightarrow 1^+) = 8\pi \cdot \frac{2}{9} \cdot \left(\frac{E_x}{\hbar c}\right)^3 \cdot \frac{1}{3} \cdot B(M1) \uparrow \tag{6}$$

$$\frac{\Gamma_0}{(0^+ \rightarrow 1^+) meV} = 3.8 \cdot \left(\frac{E_x}{MeV}\right)^3 \cdot \frac{B(M1)\uparrow}{\mu_N^2} \tag{7}$$

となる。$\mu_N^2 = 0.011 e^2 \cdot fm^2$ であるので、次の関係式を得る。

$$\frac{I_{abs}(0^+ \rightarrow 1^+)}{MeV \cdot fm^2} = 1.2 \cdot 10^{-3} \cdot \left(\frac{MeV}{E_x}\right)^2 \cdot \frac{\Gamma_0(0^+ \rightarrow 1^+)}{meV} \tag{8}$$

3 MeV の M 1 励起で遷移マトリックスの大きさが $1\mu_N^2$ であり、崩壊幅が 0.1 meV の時、I_{abs}=0.013 MeV$\cdot fm^2$ となる。資料ターゲットの厚さを $10^{22}/cm^2$ (A=100 の原子核で 1g 程度) 、ガンマ線強度を $10^8/(5$

MeV)/sとした場合、毎秒２６カウントの収量をえる。カンマ線検出器の検出効率を2%と仮定しても一日当たり、約45,000個の実験収量をえる。

最近、BGOシンチレーターと高分解能カンマ線ケルマニウム検出器を組み合わせたコンプトン・サプレッション型の検出器の使用か普通となって来ている。これらのマルチ検出器システムをもちいれば、従来おこなわれて来ている実験に比較してもはるかに高精度、高能率な実験により、原子核のE1, M1励起観測か出来る。

現在まて、nuclear resonance fluorecenceによる実験はトイノグループを中心として原子核のE1, M1励起の研究て多くの成果を牽けてきた[21]。今後は逆コンプトン散乱による高強度、高偏極カンマ線によるさらに精密な研究へと発展することか可能となる。

3 おわりに

逆コンプトン散乱による高エネルキー光子を核物理研究に用いるアイデアは１９８０年代に欧州原子核研究所(CERN)て２２～９１ GeVの電子ー陽電子のコライダーの建設計画(LEP)か議論された当時から議論されている[22]。１９９１年には、イタリア・フランスのグループかフランス・グルノーフルに完成するESRF（最大電子エネルキー6 GeV）ての高エネルキーカンマ線による実験を提案し、現時点て実験か稼働状態になった[23]。残念なから、フランスて得られるカンマ線のエネルキーは2 GeV止りてあり、SPring-8ての３５ GeVには、およばない。

MeV領域のカンマ線発生は遠赤外レーサーを用いることにより可能となる。「原子核のカンマ線共鳴吸収」のこれまて長年の偏極実験は電子ビームの制動輻射を利用して最大強度10^6／秒、程度て行なって来た。これらの実験か１００％偏極カンマ線をもちいて強度10^8 photon／秒以上て実験できる実験施設かわか国、日本て完成しようとしている。

GeV偏極光による、クォーク核物理の新しい発展と、原子核のカンマ線分光学分野、特に、原子核のM1,E1共鳴の研究か逆コンプトン散乱過程によるカンマ線発生によって、飛躍的に進む時代かすくそこまて来ている。

4 謝辞

本研究は、大阪大学核物理研究センター「レーサー電子光によるクォーク核物理」プロシェクトの成果てある。大型放射光施設、上坪 宏道博士、核物理研究センター・江尻安泰、土岐 博、中野貴志、堀田智明博士との有益な議論に感謝します。また、本計画の進行に当たっては、大型放射光施設の多くの方々、特に、熊谷 教孝、大橋 裕二、伊達 伸、大熊 春男博士には共同研究として加わっていたたいている。この機会を借りて感謝したい。なお、本研究の大部分は文部省の科学研究費の研究助成による成果てある。

参考文献

[1] H Kamitsubo, in Procceedings of FRONTIER96, edited by H Toki, T. Kishimoto and M Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp 147

[2] M. Fujiwara, T. Kinashi, and T. Hotta, Jacurnal of the Japanese Scciety for Synchrotron Radiation Research 10 (1997) 23.

[3] EMC Collaboration, J. Ashman et al., Phys. Lett. B206 (1988) 364.

[4] SMC, D. Adams et al., Phys. Lett. B329 (1994) 399.

[5] 若松正志、日本物理学会誌 45 (1990) 580.

[6] A.I. Titov, Shin Nan Yang, Y. Oh, JINR, preprint (1996): A.I. Titov, private communication.

[7] H. Fujimura, H. Toki and H. Ejiri, in Procceedings of FRONTIER96, edited by H. Toki, T. Kishimoto and M. Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp. 110.

[8] S.B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (1966) 430.

[9] S.D. Drell and A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. 16 (1966) 908.

[10] A. M. Sandorfi, in Procceedings of FRONTIER96, edited by H. Toki, T. Kishimoto and M. Fujiwara, Word Scientific, March 7-9, 1996, pp. 17.

[11] M. Gell-Mann, M. Goldberger, and W. Thirring, Phys. Rev. 96 (1954) 1612.

[12] H. Toki and H. Suganuma, private communication.

[13] Z.F. Ezawa and A. Iwazaki, Phys. Rev. D25 (1982) 2681.

[14] Y. Nambu, Phys. Rev. D10 (1974) 4262.

[15] T. Suzuki, Prog. Theor. Phys. 80 (1988) 929.

[16] H. Suganuma, S. Sasaki and H. Toki, Nucl. Phys. B435 (1995) 207.

[17] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 158.

[18] G.E. Brown, Nucl. Phys. A488 (1988) 689.

[19] T. Hatsuda et al., Nucl. Phys. B394 (1993) 221.

[20] U.E.P. Berg and U. Kneissl, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 33-69.

[21] P. von Brentano, A. Zilges, R.-D. Herzberg, U. Kneissl, J. Margraf, and H.H. Pitz, Nucl. Phys. A577 (1994) 191c.

[22] R. Chrien, A. Hofmann and A. Molinari, Physics Reports 64 (1980) 249-389.

[23] GRAAL collaboration report, M. Anghinolfi et. al., 1991.

17. (^{3}He, tγ) による^{13}N核のスピン・アイソスピン状態の研究

γ Decay of Spin-Isospin States in ^{13}N via (^{3}He, $t\gamma$) Reaction

F. Ihara, H. Akimune, I. Daito, H. Fujimura, Y. Fujita[a], M. Fujiwara, T. Inomata, K. Ishibashi, and H. Yoshida

Research Center for Nuclear Physics, Osaka University
[a]Department of Physics, Osaka University

Spin-isospin states in ^{13}N have been studied by means of the ^{13}C (^{3}He, t) reaction at and near zero degree, at $E(^3\text{He}) = 450$ MeV. Decayed γ-rays from each state were measured at backward angle in coincidence with the ejectile tritons. The branching ratio of γ decay for some of spin-isospin states were determined and were compared to those from previous data.

1 INTRODUCTION

From a point of view that nucleus consists of protons and neutrons, nucleus is excited via various modes which are specified spin transfer ΔS, isospin transfer ΔT and angular momentam transter ΔL. Spin-Isospin excitation are charactarized as ΔS=1 and ΔT=1, ΔL is arbitrary. Nucleus can be selectivly or predominantly excited via specific modes, if the suitable probe is chosen. The (^{3}He, t) reaction at and near $\theta_t = 0°$ at $E(^3\text{He}) = 450$ MeV is a good tool for investigating the nature of Spin-Isospin states. Since ejectile triton is charged particle, high detection efficiency and high energy resolution experiment can be performed rather than (p,n) reaction. The reaction mechenism of (^{3}He, t) reaction is simpler than that of other heavy ion reactions. Measuring decayed γ-rays in coincidence with (^{3}He, t) reaction provide the information of nuclear structure for Spin-Isospin states in details.

Excited states in ^{13}N has been studied by meams of various probes and recently proton decay from states in ^{13}N was measured in coincidence with ^{13}C (^{3}He, t) reaction. The praticle thresholds for proton, neutron and alpha particle in ^{13}N are 2 MeV, 20 MeV and 12.7MeV, respectively. As the coulomb barriar hinder the alpha decay, the proton decay and the γ decay are permitted up to about 15 MeV. Therefor decay processes can be completely determined by measurment of the ^{13}C (^{3}He, $t\gamma$) . Decayed γ-rays via ^{12}C (p, γ) reaction was measured by Marrs *et al.* [1] in 1975. In order to Investigate the decayed γ-rays from each state, changing the projectil proton energy was needed to excite each state. But (^{3}He, $t\gamma$) reaction dose not need changing energy.

2 EXPERIMENTAL PROCEDURE

The experiments were performed at the Research Center for Nuclear Physics (RCNP) Osaka-University. A ^{3}He^{++} beam was accelerated up to 450 MeV with the ring cyclotron and transported onto a ^{13}C target with the thickness of 1.72 mg/cm^2 in the scattering chamber.

The ejectile tritons were momentum analyzed with the magnetic spectrograph "Grand Raiden"[2], and detected by the focal-plane counter system, which has two 2-dimensional position-sensitive multi-wire drift chambers (MWDC), and two ΔE-scintillation counters for particle identification. The schematic pictures of the spectrograph and the counter system were shown in the top of Fig 1. The spectrograph was set at zero degree with verticaly and horizontal opening angles of ±40 mrad each. The ^{3}He^{++} beam which passed through the target was stopped by a Faraday cup in the first dipole magnet (D1) of the spectrograph.

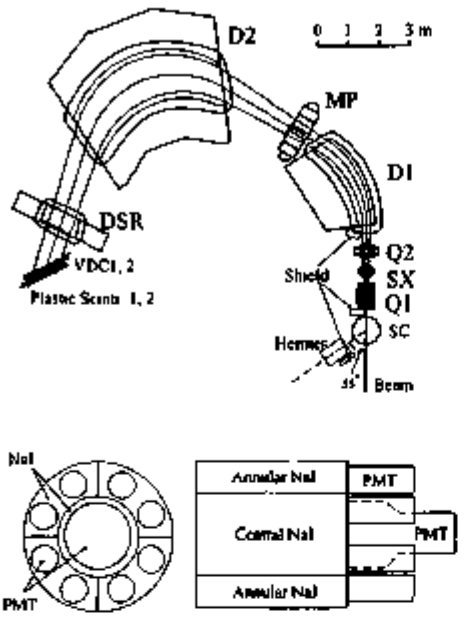


Figure 1: Top) the schematic view of the spectrometer Grand Raiden. The $^3He^{++}$ beam was stopped at the Faraday cup placed at the inside wall of the D1 magnet. The γ detector Hermes was located at a backward angle of 125° with beam direction, and at a distance of 68 cm from a target. Bottom) schematic pictures of the configuration of the Hermes from a back view (left) and from an end view (light). Hermes consist of a cylindrical NaI (Central) and four quarter cylindrical ones (Annular).

The γ-rays were detected with the high energy gamma radiation measuring system "HERMES" which was a large cylindrical NaI detector; $11''\phi \times 11''$. A schematic picture of HERMES was shown in the bottom of Fig 1. The HERMES is composed of two parts; one is a central $6''\phi \times 11''$ cylindrical NaI crystal, another is $11''\phi \times 11''$ annular NaI crystal surrounding the central one. The annular NaI is divided into four segments, each being a quarter cylinder. Each NaI crystal was opticaly isolated by magnesium oxide powder.

The HERMES was located at a backward angle of 125° with beam direction and at a distance of 68 cm from a target, and was surounded by boric acid pellets so as to reduce the background caused by thermal neutrons. For reducing the background γ-rays, the shields which was consisted of lead blocks and paraffin blocks were placed in front of the first quadra pole magnet and the first dipole magnet.

Annular NaI was used as a compton suppressor, that is, the events observed photons escaped from the central NaI on the Annular NaI were discarded in the analysis stage. NaI signals only from the central NaI was used as γ-rays event trigger.

3 ANALYSIS AND RESULTS

Fig 3 show the timing spectra for triton-γ-rays coincidence measurements. Prominent peak at the center of histogram and other small peaks corresponds to prompt coincidence events and random ones, respectively. The ratio of prompt to random coincidences was about 3. The interval between peaks are same as the interval between beam bursts. The γ-rays detected as prompt events are included the delayed γ-rays , which were radiated from excited states followed by particles decay from excited states in ^{13}N , as well as the direct γ-rays transited between the same ^{13}N nuclei. The direct and the delayed γ-rays dose not separate form each other in the timing spectra.

A position spectrum of tritons obtained with the focal plane detector system was converted to an energy spectrum; the convertion coefficients were determined by using the peak position for well-known excited states in ^{13}N . The true coincidence spectra were obtained by subtracting the random coincidence spectra from the prompt one. The singles energy spectra (dotted line) and the coincidence one (real line) were shown in the bottom of Fig 3. The singles spectra show that the states whose spin-parity are $1/2^-$ and $3/2^-$ were excited

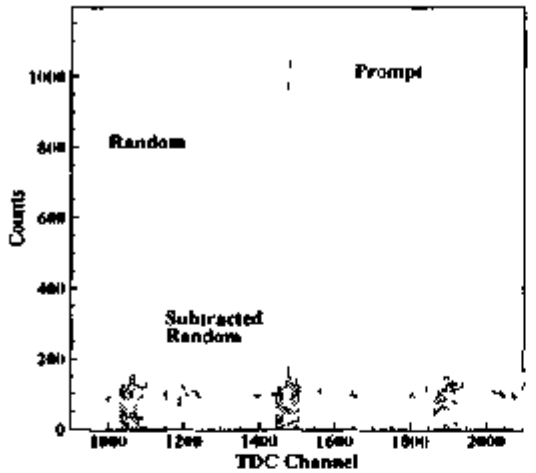


Figure 2: Timing spectrum for the triton-γ coincidence measurements. The prominet peak corresponds to prompt coincidence events. The hatched peaks corespond to random coincidence events. Small peaks around 1300 ch and 1700 ch are random coincidence events due to γ-rays from other than target.

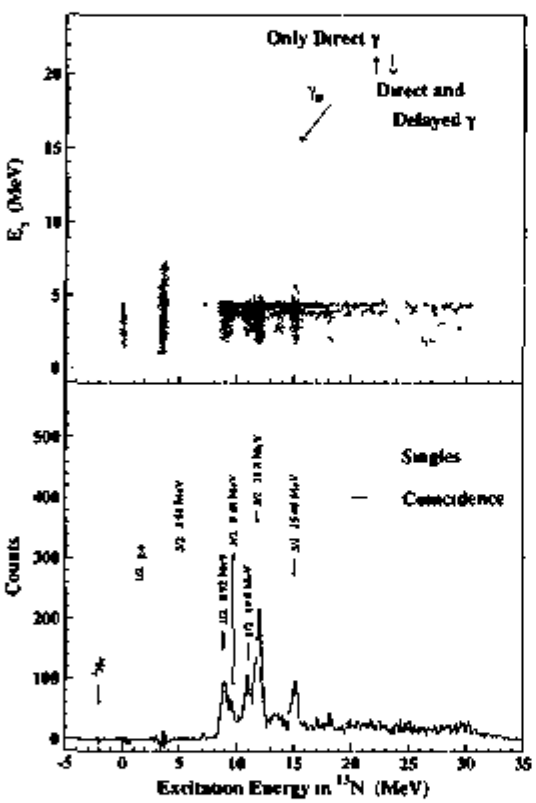


Figure 3: Top) two-dimensional scatter plot for prompt events of γ evergy versus triton energy. Events observed in the upper regeon beyond the border line (dotted) are direct-γ-rays events. Delayed γ-rays events were contained in the lower regeon. Arrow γ_0 indicate the loci of direct decay to the ground state in ^{13}N. The loci can be seen at E_γ=4.4 MeV all over excitation energy region due to delayed γ-rays from the first excited state in ^{12}C. Bottom) triton energy spectra from ^{13}C (^{3}He, t) reaction at $E(^3\mathrm{He})$ = 450 MeV and at θ = 0 °; singles spectrum (dotted line), and coincidence spectrum (solid line) gated on γ decay after subtraction of random coincedences. Counts for singles spectrum is arbitrary unit.

via $\Delta S = 1, \Delta T = 1$ and $\Delta L = 0$ mode. The peak located at $E_x = -2$ MeV coresponds $^3\mathrm{He}^+$ peak which were produced on the target by mean of the atomic process. A magnetic rigidity of $^3\mathrm{He}^+$ is nearly same as that of triton. Other obvious particle were not detected experimentaly. A typical energy resolution of the $^3\mathrm{He}^{++}$ was 430 keV.

Fig 3 shows a two-dimensional scatter plot of excitation energy in residual ^{13}N nucleus versus decayed γ-rays energy for prompt events. The energy calibration has been done by using the peak positions for γ-rays source; ^{137}Cs (667 keV) and ^{60}Co (1174 keV, 1334 keV). The strong 4.44 MeV γ-rays could be seen all of the excitaion energy region beyond 6.5 MeV. This γ ray corresponds delayed γ ray from first excited state (4.44 MeV) in ^{12}C to ground state followed by proton decay from excited state in ^{13}N First excited state (4.44 MeV) in ^{12}C can decay by means of only γ decay because the particle threthold dose not open. The events can be seen in the upper region from the dotted line in the top of Fig 3 are only direct γ rays events, except for random coincidence events. In the case of the delayed γ-rays events followed by proton decay, maximum γ energy is smaller than the excitation energy in ^{13}N

Table 1: Branching Ratio for γ decay in ^{13}N .

Initial state		Final state		Branching Ratio (%)	
E_i (MeV)	J_i^π	E_f (MeV)	J_f^π	This work	Previous [3]
15.06	$3/2^-$	0.0	$1/2^-$	(1.8±0.7)	(2.2±0.2)
15.06	$3/2^-$	3.51	$3/2^-$	(1.5±0.8)	(1.8±0.2)
11.74	$3/2^-$	0.0	$1/2^-$	$(5.4\pm3.5)\times10^{-2}$	$(1.9\pm0.5)\times10^{-3}$

by proton shreshold energy in ^{13}N .

The branching ratio can be obtain from the ratio of the coincidence double-differential cross section to the singles cross section, $\frac{\Gamma_{\gamma_0}}{\Gamma} = \int \frac{d^2\sigma_{\gamma_i}}{d\Omega_i d\Omega_\gamma} d\Omega_\gamma / \frac{d\sigma}{d\Omega_i}$. The branching ratios for γ_0 and γ_2 transitions from $3/2^-$ 15.06 MeV state and for γ_0 from $3/2^-$ 11.8 MeV were derived. In those case the angular correlation pattern can be written in a simple form, $I_\gamma(\theta_\gamma) = I_\gamma^0[1 + P_2(cos\theta_\gamma)]$. Since $P_2(cos\theta_\gamma) = 0$ at $\theta_\gamma \approx 125°$, it is straightforward to determine the angle-integrated cross section. Total efficiency including the solid angle for γ detector was determined by using the Monte Calro simulation codes GEANT for a number of γ-rays energeis and checked experimentaly with γ source.

The derived branching ratios are given in Table 1, and also previous experimental values [1,3] are listed. Γ_{γ_0}/Γ(15.06 MeV) and Γ_{γ_2}/Γ (15.06 MeV) are (1.8±0.7) % and (1.5±0.8) % respectively. This larger error mainly attribute to stastical error. Hence previous values are (2.2±0.2) % and (1.8±0.2) %, and are bigger than present ones by 30 %. But those values are in agreement with previous ones within the error.

Γ_{γ_0}/Γ(11.8 MeV) is $(5.4\pm3.5)\times10^{-2}$ %. The previous value of Γ_{γ_0}/Γ(11.74 MeV) is $(1.9\pm0.5)\times10^{-3}$ %. According to the leves assignment in Table of Isotope [4], there are two $3/2^-$ states at 11.74MeV and 11.88MeV. The derived branching ratio contain the contribution from both states since those states could not experimentaly separated from each other.

4 CONCLUSION

The ^{13}C (^{3}He, $t\gamma$) reaction was performed and the branching ratios for γ_0 and γ_2 transitions from $3/2^-$ 15.06 MeV state and for γ_0 from 11.74 MeV were derived. The branching ratios for γ_0 and γ_2 transitions from $3/2^-$ 15.06 MeV state were in agreement with previous one within error. More large stastics were needed to decrease the error for branching ratios. A technique of meausering decayed γ-rays in coincidence with (^{3}He, t) was established.

Theoreticaly, spin dipole resonance (SDR) which was populated from the ground state with $J^\pi = 0^+$ via ΔS=1, ΔT=1 and ΔL=1 mode, has three spin components (J^π =0^-, 1^-, 2^-). Experimentaly, however it has not yet been possible to resolve the SDR into the different spin components. We can expect that the γ decay pattern will be different for each components. Thus, these spin components will be identified by useing same coincidence technique.

References

[1] R.E. Marrs *et al*, Phys. Rev. Lett **35**, 202 (1975).

[2] M. Fujiwara, IONICS **20-6**, 113 (1994).

[3] F. Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys. **A268**, 1 (1976).

18. 重イオン共鳴におけるスピン整列

Spin Alignment in Heavy-ion Resonances

E. Uegaki †

1. Introduction

Very recently, $^{28}Si + ^{28}Si$ scattering and fragments-gamma experiment has been done at IReS(CRN) Strasbourg, and *disalignment* was clearly shown.[1] Corresponding to this new experimental results, in this talk, high-spin molecular resonances and spin-alignments are taken up. First, structure of the resonance states of $^{28}Si+^{28}Si$ system and their normal modes around a stable configuration are briefly revisited. Second, experimental results at Strasbourg by Nouicer and Beck by the Vivitron accelerator and EUROGAM Phase II are discussed. A nature of the resonance states with respect to spin-alignments is considered in connection with the normal mode motions.

Narrow high-spin resonances observed in heavy-ion scattering of $^{24}Mg + ^{24}Mg$, $^{28}Si + ^{28}Si$, etc. are striking phenomena, because they are in high excitation of $60 \sim 70$MeV in the compound nuclei[2]. Their origin is still an open question. Fig. 1(a) shows angle-integrated yields of the elastic scattering and inelastic excitations versus E_{cm}, in which many isolated resonances with very narrow widths of about 150keV are observed correlatingly among the decay channels of the elastc, single and mutual excitations. Fig. 1(b) shows the decay strengths in those channels on resonance. Level density of the resonances is more than one per MeV. Hence it is expected that the resonances are eigenstates of the whole compound system, and many other degrees of freedom other than the relative motion participate in their formation.

On the study of reaction mechanism, such heavy-ion resonances might be a novel phenomenon. Figure 2 displays classification on the reaction types, where the system is in the *weak* coupling regime at the upper illustrations, while that is in the *strong* coupling regime at the lowers. From the viewpoint of the strong coupling regime, the author and Y. Abe have studied those high-spin resonances and proposed a new molecular model. The physical idea is that due to highspin of about $40\hbar$, rather elongated but stable system must be formed by the strong centrifugal force, and then normal modes around the stable configuration are responsible for the high-level density. The model has successfully applied to the $^{24}Mg + ^{24}Mg$ system (prolate-prolate system)[3]. Characteristics of the $^{28}Si + ^{28}Si$ molecular states are also clarified in ref. 4.

2. Di-Nuclear Molecular States in the $^{28}Si + ^{28}Si$ System: *molecular normal modes*

In the following, we firstly revisit $^{28}Si + ^{28}Si$ nuclear molecules. Assuming a constant deformation and axial symmetry of the constituent nuclei, for simplicity, we have seven degrees of freedom as illustrated in Fig. 3(a),

$$(q_i) = (\theta_1, \theta_2, \theta_3, R, \alpha, \beta_1, \beta_2), \tag{1}$$

where α_1 and α_2 of Fig. 3(a) are combined into $\theta_3 = (\alpha_1 + \alpha_2)/2$ and $\alpha = (\alpha_1 - \alpha_2)/2$. θ_i's are the Euler angles of the molecular frame (its z'-axis is taken to be parallel to the relative vector $\boldsymbol{R}$) and four other variables are those of internal degrees.

Consistently with the coordinate system, we introduce a rotation-vibration type wave function as basis one,

$$\Psi_\lambda \sim D^J_{MK}(\theta_i)\chi_K(R, \alpha, \beta_1, \beta_2). \tag{2}$$

† Department of Physics, Akita University

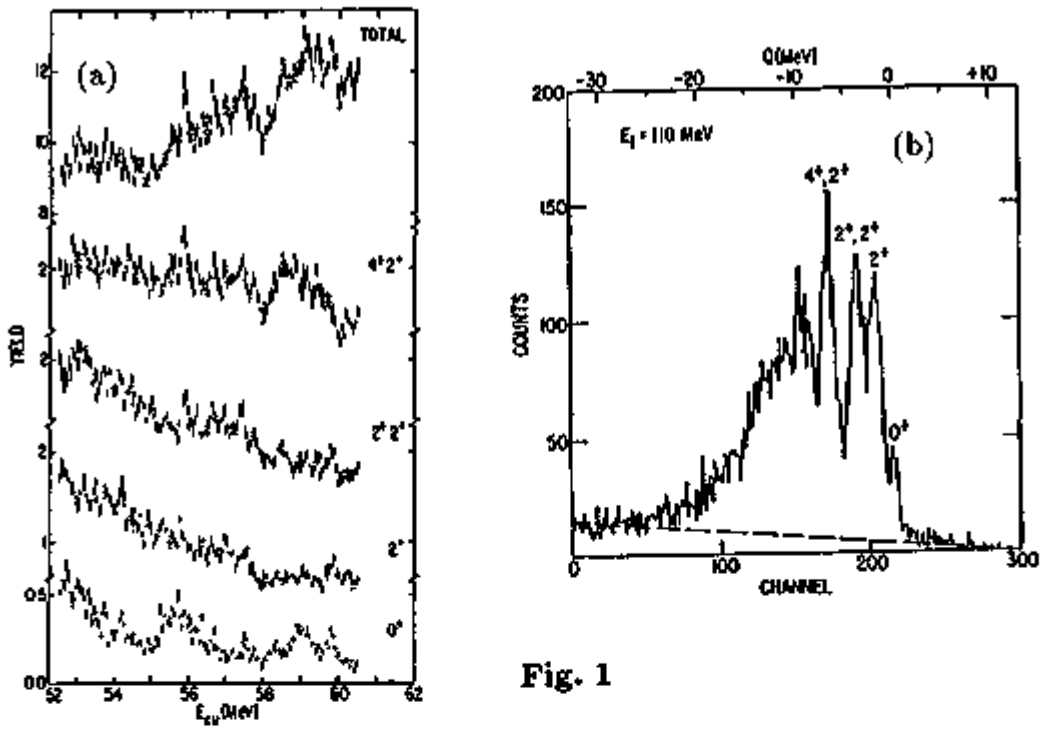


Fig. 1

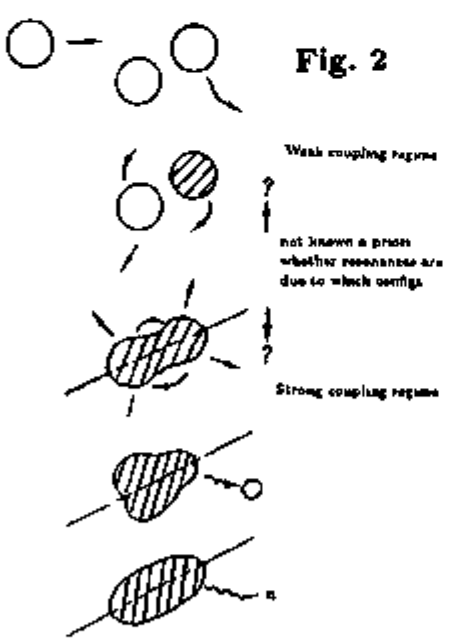


Fig. 2

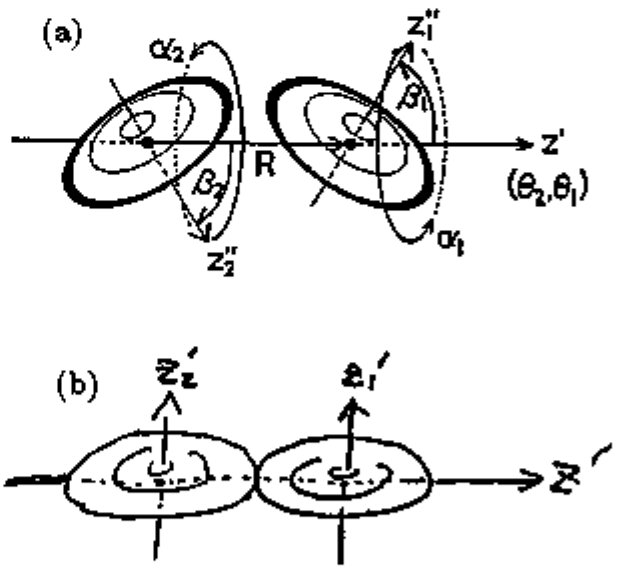


Fig. 3

Fig. 1 (a) Angle-integrated yields of the elastic scattering, 2^+, mutual 2^+, and mutual $(4^+, 2^+)$ excitations. (b) Total-energy spectrum of coincident fragments obtained at a bombarding energy of 110 MeV.

Fig. 2 Reaction dynamics is illustrated. From upper to lower, the whole system gradually alternate to strong coupling regime.

Fig. 3 (a) The coordinates in the rotating molecular frame. (b) Equator-equator configuration.

In order to know dynamical aspects of multi-dimensional internal motions of $(R, \alpha, \beta_1, \beta_2)$, we investigate an effective potential with specified spin J and K,

$$V_{JK}(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) = V_{\rm int}(R, \alpha, \beta_1, \beta_2) + T'_{\rm rot}(J, K), \tag{3}$$

where $V_{\rm int}$ denotes the nucleus-nucleus interaction calculated by density double-folding, and $T'_{\rm rot}(J, K)$ denotes the rotational kinetic energy with specified spin J and K. In Fig. 4, an $R - \beta(\beta_1 = \beta_2)$ energy surface, i.e., $V_{JK}(R, \pi/2, \beta, \beta)$ is displayed for $J = 38$ and $K = 0$. We find a local minimum point at $\beta_1 = \beta_2 = \pi/2$ and $R = 7.6$fm with a rather deep potential well around the equilibrium. Thus the stable configuration is an equator-equator(E-E) one as illustrated in Fig. 3(b). We solve vibrational motion around this E-E configuration by introducing new coordinates of *butterfly* and *anti-butterfly* as

$$\begin{aligned} \beta_+ &= (\Delta\beta_1 + \Delta\beta_2)/\sqrt{2} = (\beta_1 + \beta_2 - \pi)/\sqrt{2}, \\ \beta_- &= (\Delta\beta_1 - \Delta\beta_2)/\sqrt{2} = (\beta_1 - \beta_2)/\sqrt{2}, \end{aligned} \tag{4}$$

where $\Delta\beta_i = \beta_i - \pi/2$. In contrast to such a stability against R and β degrees, α-dependence of V_{JK} in the equilibrium E-E configuration is extremely weak. Therefore it is expected that vibrational modes and internal rotational modes coexist.

In Fig. 5, molecular normal modes of ^{28}Si + ^{28}Si with spin 38 is displayed, where a pair of quanta (n_+, n_-) for the butterfly and anti-butterfly vibrations is given below the levels. Also given at the upper right-hand-side of the levels is a dominant quantum number ν for α-motion, which means α-motion is approximately described by $\cos\nu\alpha$ (*or* $\sin\nu\alpha$). Apparently K-excitation and twisting rotational modes appear to be lower than β-vibrational modes. The excitation energy for $K = 2$ is very small, smaller than 1MeV, and even those for $K = 4$ or $\nu = 4$ are smaller than 3MeV. By an analysis of the wave functions with respect to α, we are able to classify the levels in Fig. 5 into two groups, i.e., twisting mode and butterfly mode (or anti-butterfly). Corresponding (t) or (b) mark is assigned in the lower part of the figure, respectively.

3. Spin-Alignments: *disalignments by the butterfly motion*

The angular distributions of the ^{28}Si + ^{28}Si scattering are fitted by the Legendre-polynomials, for the elastic, single and mutual excitations. The results clearly show *disalignment* (not shown here).[1] This is a surprise, because we usually see alignments in the reactions. A question "why disalignments?" is considered in the light of normal mode motion. In Fig. 6, spin coupling in the butterfly motion is illustrated, which leads us to a good intuitive understanding about *disalignments*. Figure 7 shows theoretical calculations by the molecular model, which confirms our understanding. For ^{28}Si+^{28}Si we obtain good correspondence to disalignments. For ^{24}Mg + ^{24}Mg we don't obtain. Some reasons expected for the ^{24}Mg + ^{24}Mg results of "not disalign" are as follows: (1) Dominant probabilities of ^{24}Mg + ^{24}Mg exist in the $(4^+, 2^+)$ channel, and $(2^+, 2^+)$ channel components are small fluctuations. (2) A difference may be existent between the oblate-oblate and prolate prolate systems.

4. Concluding Remarks

The differnce of the spin coupling between the butterfly and anti-butterfly modes are clarified. The results for the butterfly modes are qualitatively in good agreement with new ^{28}Si + ^{28}Si data.

Analysis on the differences between the oblate-oblate system(^{28}Si + ^{28}Si) and the prolate-prolate system (^{24}Mg + ^{24}Mg) is now in progress. Further experimental study is strongly desired.

References

1) R. Nouicer and C. Beck, Contributions to the Sixth Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (Gatlinsburg, June 2-6, 1997), and private comunications.
2) R.R. Betts, in: Proc. 4th Intern. Conf. on Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions (Chester, July 1984), p. 133 and references therein.
3) E. Uegaki and Y. Abe, Prog. Theor. Phys. **90** (1993) 615.
4) E. Uegaki and Y. Abe, Phys. Lett. **B340** (1994) 143.

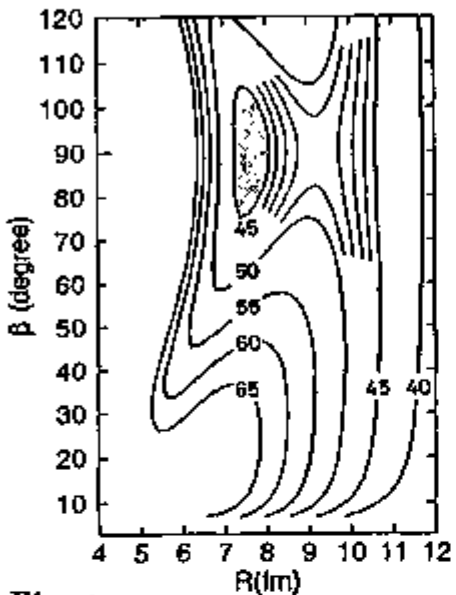


Fig. 4

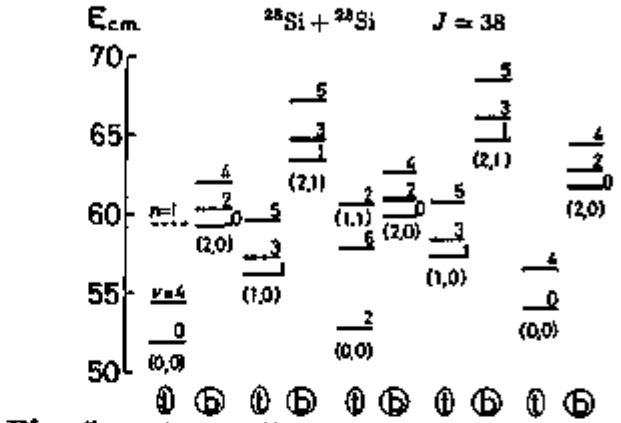


Fig. 5

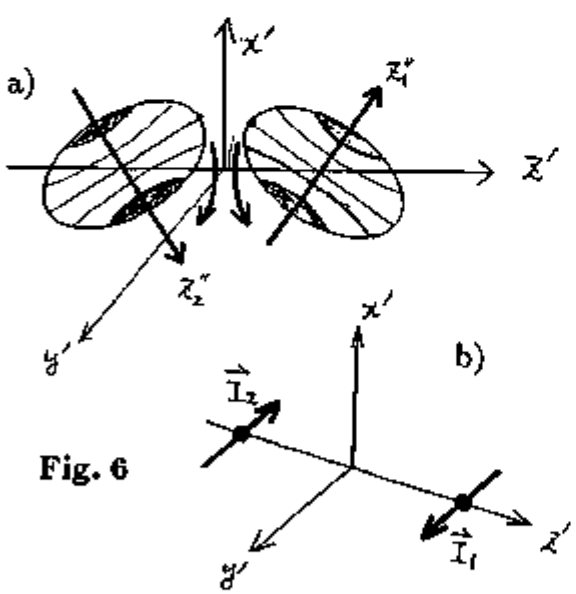


Fig. 6

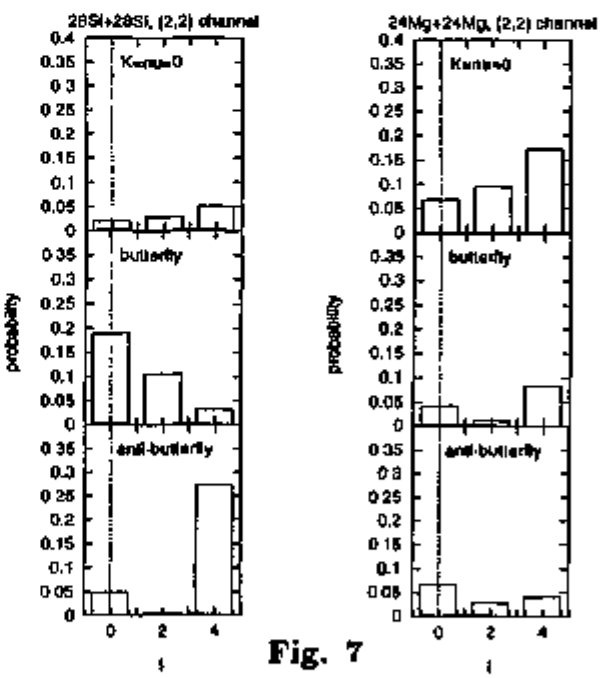


Fig. 7

Fig. 4 Effective potential energy $V_{JK}(R, \pi/2, \beta, \beta)$ for the ^{28}Si+^{28}Si system with $J = 38$ and $K = 0$.

Fig. 5 Molecular normal modes for the ^{28}Si + ^{28}Si system for $J = 38$. The quantum states are specified by $(n, n_+, n_-, K, (\nu, \pi_\alpha))$, where $n = 0$ except for one level($n = 1, \nu = 0$) displayed with dashed line.

Fig. 6 a) Butterfly configuration and motions of two constituent nuclei. b) Orientations of the angular-momentum vectors $\boldsymbol{I}_1$ and $\boldsymbol{I}_2$ due to the butterfly motion of a).

Fig. 7 Probability distributions of the ^{28}Si + ^{28}Si and ^{24}Mg + ^{24}Mg systems versus channel spin I.

19. HFB解の量子数射影法による原子核構造の解析

Exact Angular Momentum Projection based on Cranked HFB solution

Ken'ichi ENAMI , Kosai TANABE and Naotaka YOSINAGA

Department of Physics, Saitama University, Urawa 338 ,Japan

Exact angular momentum projection of cranked HFB solutions is carried out. It is reconfirmed from this calculation that cranked HFB solutions reproduce the intrinsic structure of deformed nucleus. The result also indicates that the energy correction from projection is important for further investigation of nuclear structure.

§1. Introduction

It has been shown that superdeformed yrast band as well as g- and s-bands for nuclei in $A = 130$ region is reproduced by the Cranked Hartree-Fock-Bogoliubov(CHFB) approximation[1,2]. However the self-consistent mean field approximation, such as CHFB approximation, violates various symmetries of the system. As a result, the nucleon number and angular momentum are no longer good quantum numbers of the system. For further investigation, symmetry violation within mean field theory has to be restored by a projection method. We carry out exact three-dimensional angular momentum projection for triaxial CHFB solutions of ^{132}Ce. For simplicity the nucleon number projection is not taken into account since it is not considered to be essential at high spins.

§2. Outline of projection method

The CHFB solution is selfconsistently determined from

$$\delta < \hat{H}' >= \delta < \hat{H} - \lambda_p \hat{Z} - \lambda_n \hat{N} - \omega \hat{J}_x >= 0, \tag{2.1}$$

with three constraints

$$< \hat{J}_x >= \sqrt{I_c(I_c+1)}, \quad < \hat{Z} >= Z_c, \quad < \hat{N} >= N_c, \tag{2.2}$$

where $|>$ is the CHFB quasiparticle vacuum, or CHFB solution.

Angular Momentum Projection Operator is given by

$$\hat{P}^I_{MK} = \frac{2I+1}{8\pi^2} \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi} d\beta sin\beta \int_0^{2\pi} d\gamma D^I_{MK}{}^*(\alpha,\beta,\gamma)\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma), \tag{2.3}$$

where $\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)$ is rotation operator and $D^I_{MK}(\alpha,\beta,\gamma)$ is D-function. The deformed states determined from CHFB solutions are necessarily triaxial except for the solution with spin constraint $I_c = 0$ so that we need to use the full rotation operator. Using projection operator, the wave function with good angular momentum is obtained from CHFB solution

$$|\Psi_{IM}>=\sum_K F^I_K \hat{P}^I_{MK}|>, \tag{2.4}$$

where the CHFB solutions ($I_c \neq 0$) are no longer axially symmetric so that some K-values contribute to the sum. The coefficients $F^I_{K'}$ are the solutions of the generalized eigenvalue equation

$$\sum_{K'}\{<\hat{H}\hat{P}^I_{KK'}> - E_I <\hat{P}^I_{KK'}>\}F^I_{K'} = 0. \tag{2.5}$$

At the same time, the projected energy E_I is obtained from this eigenvalue equation. From this expression we see that Hamiltonian $\hat{H}$ is diagonalized in the space spanned by the state $\hat{P}^I_{KK'}|>$. We have to calculate the terms in the Hamiltonian kernel

$$\frac{<\hat{H}\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>}{<\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>} = H_0 + \sum_{\mu\nu}(H_{02})_{\mu\nu}\frac{<\beta_\mu\beta_\nu\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>}{<\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>}$$
$$+\sum_{\mu\nu\rho\sigma}(H_{04})_{\mu\nu\rho\sigma}\frac{<\beta_\mu\beta_\nu\beta_\rho\beta_\sigma\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>}{<\hat{R}(\alpha,\beta,\gamma)>}, \tag{2.6}$$

where β_μ is quasiparticle anihilation operator. The first term is constant, CHFB energy, the second and third terms contain the remaining higer order correlations which are neglected in the mean field approximation, CHFB scheme.

§3. Numerical result

3.1 Single-particle space and Model Hamiltonian

In our calculation we take about 2.5 major shells for each kind of nucleons as the spherical single-particle space outside the assumed core. This space matches the number of levels anticipated from the Nilsson diagram. All the single-particle levels taken into the calculation are listed in reference[1].

We take the Hamiltonian consisting of single-particle energies and phenomenological two body residual interactions of the monopole-pairing(MP), quadrupole-pairing(QP) and quadrupole-quadrupole(QQ) forces. We use a set of parameters for these interactions through all the range of spin. The parameters of MP for both proton and neutron are about 10 percent smaller than the values which are appropriate for CHFB (without exchange terms) calculation[1]. In order to keep exactly the rotational symmetry of the Hamiltonian, we take into account the exchange terms of the above separable forces through both the CHFB and the projection stage.

3.2 Energy Level

In the following calculation we replace (2.5) with

$$E'_I = \frac{<\hat{H}\hat{P}^I_{00}>}{<\hat{P}^I_{00}>} \tag{3.1}$$

so as to simplify the evaluation of the effect from projection. This approximation is considered meaningful if the CHFB solution has fairly good axial symmetry. Under this approximation experimental yrast level is roughly described by only three CHFB solutions ($|>$ for $I_c = 0, 20, 36$) and I in (3.1) is varied from 0 to 40. This procedure is based on the fact that CHFB solution includes the large number of suprious spin components due to the strong rotational symmetry violation. These solutions express three characteristic bands corresponding to g-band ($I_c = 0$), s-band ($I_c = 20$) and superdeformed band ($I_c = 36$). The solution $I_c = 36$ is characterized by vanishing pairing gap for both protons and neutrons. We also calculate projected energy levels whose spin components are identical to those of constraint spin in CHFB. We call these levels projected CHFB here. In Fig.-1 theoretical levels are compared with experimental ones. A good agreement especially in yrast level is seen between experimental and theoretical levels. This result also indicates that the intrinsic structure of ^{132}Ce is well described by CHFB solutions.

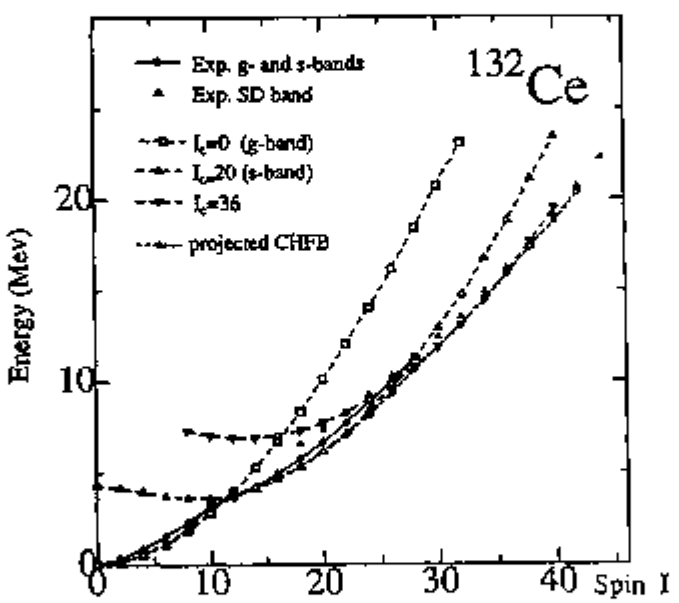


Fig. 1. Comparison of theoretical energy levels with experimental ones

3.3 Energy Correction from Projection

It is interesting to check the energy correction from projection method. Here we consider monopole-pairing force as an example. For this purpose we compare the binding energy of CHFB (with and without exchange term) with that of projected CHFB. In Fig.-2 these quantities are shown. We see that in the low spin region the difference between CHFB and projected CHFB is about 1MeV. Hence it is considered that projection is essential in this region. In contrast to low

spin region the difference in the high spin region is small due to vanishing pairing gap . Accordingly projection is not essential as far as monopole-pairing force is concerned. We see that the difference in binding energy varies drastically at the region such as backbending region in which intrinsic structure of nucleus changes. We also calculate the difference in total binding energy between CHFB and projected CHFB and this feature is also the same in this case.

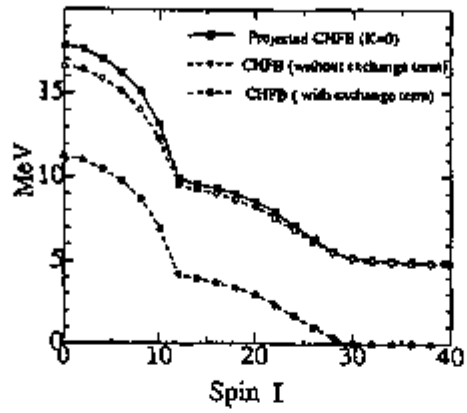


Fig. 2. Binding energy for MP interaction

§4. Conclusion

The exact angular momentum projection of triaxial CHFB solution of ^{132}Ce seems to work well along the yrast level. This result strongly demonstrates that nuclear structure of ^{132}Ce is already reproduced by the CHFB solutions. Accordingly we consider that the CHFB solutions are good candidates for the solutions from which good angular momoentum is projected out. This simplified method (without diagonalization of Hamiltonian) is not good enough to reproduce more detailed character of nucleus such as moment of inertia. These shortcomings are expected to be improved by the diagonalization of Hamiltonian within the spaces of some K-quantum numbers and if neccesary some multi-quasiparticle states. Since the energy correction from projection correction is sensitive to structure change, we expect this correction is amplified at the structure change such as from normal to superdeformed state.

§5. Acknowledgements

We would like to express our gratitude to Riken where a part of this work has been done using the supercomputer VPP500.

1) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe: Prog. Theor. Phys. 83 (1990) 1148.

2) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe: Phys .Lett. B 259 (1991) 12.

20. ^{48}Crの高スピン状態

High Spin States of ^{48}Cr

田中武志、岩沢和男[A]、坂田文彦[B]、丸森寿夫[C]
素粒子原子核研究所、筑波大物理[A]、
茨城大理[B]、東京理科大理[C]

1997年7月16日

原子核の様な有限量子多体系が集団運動の様な系自身の自己無撞着な振舞いによってどの様にその複雑な構造を変えて行くのか、と云う問題は、現代の物理学において最も難しい問題の一つである。その原因の一つに系を構成する個々の粒子の間に働く相互作用とパウリ原理によってその様な系が本質的に非線形性を持っている事がある。平均場近似はその様な系に対する解析的な理解を我々に与えてくれるものである。何故ならば平均場近似によって、古典力学に於ける非線形な問題に適用されてきた様々な概念や手法を使う事が出来る様になるからである。

原子核物理におけるその様な系の振舞いの典型的な例が原子核の集団回転運動である。原子核の集団回転運動は、多くの場合、回転軸方向の角運動量演算子$\hat{J}_x$と角振動数ωによって表される一様回転する平均場によって表す事が出来る。これがクランキング模型と呼ばれるものである。しかしながら、集団回転運動は、バンド交差に関係しているバックベンディング現象の様な場合には著しい非線形性を示す。

^{48}Crは近年、変形と構成粒子との関係を探る上で注目を集めており、実験的にはイラストバンドの16^+_1状態まで求められているが[1]、このイラストバンドは10^+_1状態と12^+_1状態の間でバックベンディングを起こしているのが知られている。最近、Caurier等によって殻模型によるこのバンド の記述と平均場による記述との関係が議論され、二つの記述の間には定量的な同等性がある事が示された[2]。また、彼等はこのバックベンディングが$1f_{7/2}$殻にある粒子のアラインメントによるものである事を示唆している。

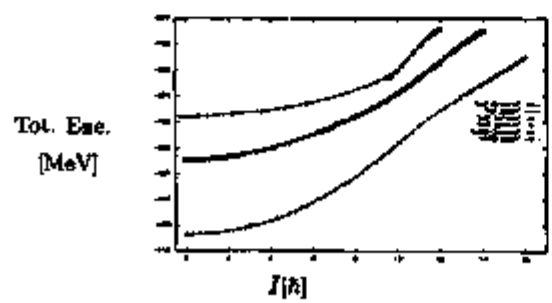


図 1: 角運動量Iに対する全エネルギーの変化。基底状態の束縛エネルギーの実験値は-411.462[MeV]である。

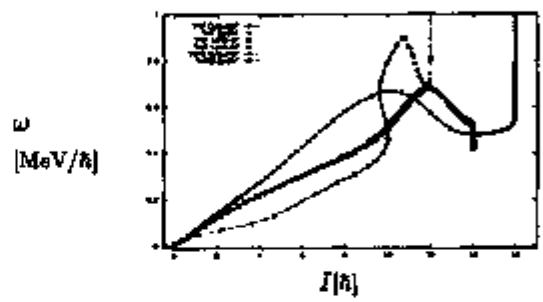


図 2: 角運動量Iに対するLagrange未定係数ωの変化。

このバンドの構造変化をより詳しく調べる為に、我々は状態参照法[3]とGogny(D1)力[4, 5, 6]を用いてクランクト-ハートリー・フォック(以下クランクトHF)方程式及びクランクトHFB方程式を解き、イラスト及び、バックベンディングに関係した3本の励起HF(B)バンドをバンドターミネーション[7, 8, 9]迄求めた。

図1及び図2に示す通り、イラストバンド及び2p-2h励起バンドについてクランクトHFB計算の結果とクランクトHF計算の結果はほぼ同じ値を示している。その原因は核の全エネルギーに対する対相関力からの寄与が、イラストバンドの$\langle \hat{J}_x \rangle = 0$の状態から$\langle \hat{J}_x \rangle = 4$付近迄しか存在せず、それ以上励起エネルギーの高い状態では寄与が殆んど無くなる事にある。図2はまた、イラストバンドのバックベンディングが良く再現されている事を示している。これらの事から、イラストバンドや各励起バンドの構造変化には対相関力は本質的に寄与していない事が分かる。

原子核多体問題の立場からこの問題に対してアプローチしていく為に、各バンドの振舞いとそこに於ける一粒子準位の振舞いとの関係について見て行く事にする。

イラストバンドに於いては、陽子及び中性子場の、最もフェルミ面に近い(パリティ, シグネチャー)=(−,+)

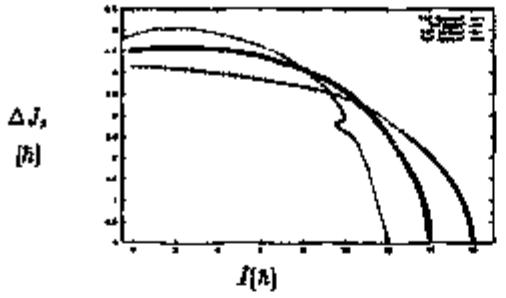


図 3: 角運動量 I に対する角運動量の揺らぎ ΔJ_x の変化。$\Delta J_x = ((\hat{J}_x^2) - (\hat{J}_x)^2)^{1/2}$ である。

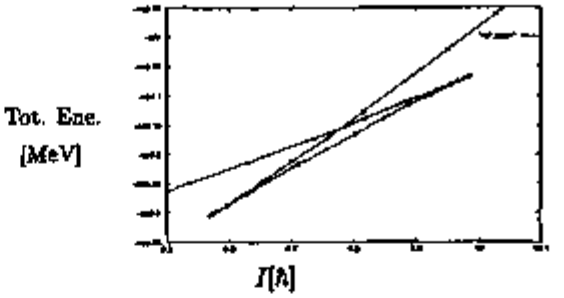


図 4: 図 1 に於ける 2p-2h 励起バンドの拡大図。

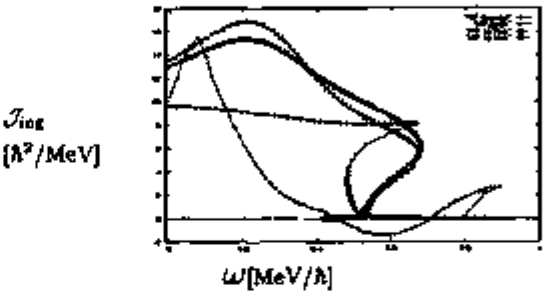


図 5: ω に対する Inglis の慣性質量の変化。

の占有一粒子状態がバックベンディング領域で最も特徴的な振舞いを示す。それらの占有一粒子状態は、フェルミ面に 2 番目に近い同じパリティとシグネチャーを持った非占有状態からの影響を強く受ける為、その占有状態の $\hat{J}_x$ の期待値は、$\langle \hat{J}_x \rangle = 10$ 付近の領域に於いて、他の占有状態が既に殆んど回転整列しているにも関わらず増加し始めている。これらの状態の角運動量は、陽子及び中性子場の $1f_{7/2}$ 殻にある 8 個の粒子が作る最大の角運動量である $\langle \hat{J}_x \rangle = 16$ でバンドがターミネートする迄ゆっくりと回転整列して行く。従ってこれらの占有状態を調べる事によって、イラストバンドのバックベンディングの機構を解き明かす事が可能になる。

2p-2h 励起状態は陽子場中性子場共に、上記の最もフェルミ面に近い占有状態からフェルミ面に 2 番目に近い非占有状態に粒子を励起させる事によって作られる。その回転バンドの振舞いを見ると、$\langle \hat{J}_x \rangle = 10$ 付近の領域に於いて、全エネルギーと角運動量のグラフの上で 3 価になる (図 4)。

この様な、クランキング模型に於ける、バックベンディングを起こしているイラスト状態からの励起バンドの奇妙な振舞いは浜本によって最初に指摘された [10]。浜本はまた、$\hat{J}_x$ の揺らぎが発散する事を指摘している。しかしながら我々の計算ではイラストおよび励起バンドのいずれに於いてもその様な発散は得られなかった (図 3)。これは、Marshalek と Goodman が自己無撞着にクランキング模型を計算した結果 [11] と良く似ている。Marshalek 達の計算結果と我々の計算結果との間にある違いは、彼らの計算ではイラストバンドのバックベンディング領域に於いてイラスト及び励起バンド双方共に $\hat{J}_x$ の揺らぎのピークを持つが、我々の計算結果ではその様なピークは一切得られなかった事である。その理由は彼らが計算している中重核のバックベンディングと、^{48}Cr の様な fp 殻領域の原子核に於けるバックベンディングとでは、その機構がやや異なっているからであると推測される。

1p-1h 励起状態は陽子場または中性子場のどちらかに於いて、上記の占有状態から上記の非占有状態に粒子を励起させる事によって作られる。図 1、図 2及び図 3を見ると、陽子場の粒子が励起した状態と中性子場の粒子が励起した状態とでは、全エネルギーやω、$\hat{J}_x$の揺らぎの値が殆んど同じ値を示す事が分かる。この事から、イラスト状態に於いて、陽子場と中性子場が近似的に対称であると見做す事が出来る事が分かる。また、これらのバンドは $\langle \hat{J}_x \rangle = 12$ 付近からバンドターミネーションを起こす $\langle \hat{J}_x \rangle = 14$ 迄バックベンディングしている。

これらの構造変化の本質的な機構は上記の粒子空孔励起が担っている。この励起の重要性は各励起状態毎に Inglis の慣性質量を求める事によって明らかになる。図 5 を見てみると、$\omega = .48$ 付近から $\omega = .67$ 迄の間で 2p-2h 励起状態の慣性質量が負になっている事と、その間の領域で他の 3 つのバンドもバックベンディングを起こしている事が分かる。また、図 2を見ると、この領域は 2p-2h 励起バンドが 3 価である領域である事も分かる。Inglis の慣性質量を計算する際には、負の値を持った項は占有状態の一粒子ルーシアンが非占有状態の一粒子ルーシアンよりも大きな値を持たない限り生じないので、慣性質量が負の値を持つ原因は明らかに上記の粒子の励起が原因である。この事は、上記のイラスト状態の配位に於ける最もフェルミ面に近い占有状態と 2 番目にフェルミ面に近い非占有状態との間の相互作用がこれらのバックベンディング現象で決定的な役割を担っている事を示唆している。

以上のことから、^{48}Crのバックベンディングの機構を研究する為には、一様回転する平均場と回転整列する内部粒子との間の関係をより一層詳しく調べなければならない。また、各バンド間の相互作用と粒子空孔励起との間の関係も調べる必要がある。これらの研究によって、中重核の領域に於ける研究 [10, 11] よりも、より一般的なバックベンディングに対する物理的な洞察が得られるであろう。

参考文献

[1] J.A.Cameron et al. Phys. Lett. B 387 266 (1996).

[2] E.Caurier et al. Phys. Rev. Lett. 75 2466 (1995).

[3] K.Iwasawa, F.Sakata, Y.Hashimoto and J.Terasaki, Prog. Theor. Phys. **92**, 1119 (1994).

K.Iwasawa, F.Sakata, T.Tanaka, Y.Hashimoto and T. Marumori, to be published in *Progress of Particle and Nuclear Physics* **38**, (Elsevier Science).

[4] D.Gogny, *Nuclear Self-consistent Fields*, edited by G.Ripka and M.Porneuf, (North-Holland,Amsterdam, 1973)p.333.

[5] J.Decharge and D.Gogny, Phys. Rev. C **21**, 1568 (1980).

[6] M.Girod and B.Grammaticos, Phys. Rev. C **27**, 2317 (1983).

[7] A.Bohr and B.R.Mottelson, Phys. Scr. **10A**, 13 (1974).

[8] A.Bohr, *Varenna Lectures*, **69**, 3 (1976).

[9] T.Tanaka, F.Sakata, T.Marumori and K.Iwasawa, Phys. Rev. C **56**, 180 (1997).

[10] I.Hamamoto, Nucl. Phys. **A271**, 15 (1976).

[11] E.R.Marshalek and A.L.Goodman, Nucl. Phys. **A294**, 92 (1978).

21. Monte Carlo Shell Modelによるpf核の統一的記述

UNIFIED DESCRIPTION OF PF-SHELL NUCLEI BY THE MONTE CARLO SHELL MODEL CALCULATIONS

水崎 高浩[a], 大塚孝治[a], 本間道雄[b]

[a]東京大学理学部物理学教室, [b]会津大学総合数理センター

Abstract

量子モンカルロ対角化 (QMCD) 法による殻模型計算によって^{56}Ni 核にみられる Z=N=28 の閉殻の硬度を研究した。我々の計算で求められた0_1^+の波動関数と$(f_{\frac{7}{2}})^{16}$という配位とのオーバーラップは 53%となり、最近の実験で示唆されたように閉殻が破れていることがはっきりした。

1 はじめに

原子核構造の分野に於ける究極的な目的の一つに核力を基にした微視的方法論で核子の多体状態を求め、既存の核構造のデータを説明したり、まだ測定されてない原子核の構造を予言することであろう。そのためには、二段階の理論的なステップがある。一つは、核力から殻模型空間での有効相互作用を導くことであり、もう一つは、その有効相互作用を用いて殻模型空間における核子の多体問題を可能な限り正確に解くことである。前者は、クオ等や鈴木等によって微視的理論が構築されつつある。しかるに、後者の問題は最近までほとんど方法論の進展はなかった。確かに計算機の進歩とともに厳密対角化の適用範囲は拡大してきたのであるが、そしてその発展 [1] は確かに著しいものであったが、バレンス核子の作るヒルベルト空間の次元の組み合わせ的な増大の前では明らかな限界があった。この限界を越えるために、この発展著しい計算機の能力を活かした新しい方法論で殻模型を解く試み [2, 3, 4] が昨今二、三のグループによって行われて来た。一つは、クーニン等による補助場量子モンテカルロ法を用いた殻模型 [2] であるが、負符合問題により計算適用可能性が著しく限られること、計算結果の信頼度が十分でないこと等により、厳密対角化を越える魅力的な方法論ではあるが実際の核構造の計算には十分であるとはいえない。それに対し、我々が提案した量子モンカルロ対角化 (QMCD) 法 [4] による殻模型計算はより実戦的な方法論であり、かつ、厳密対角化や補助場量子モンテカルロ法と比較した場合にも十分良い精度で解くことができることもわかったきた。方法論の詳細は参考文献 [4] を参照していただくことにし、本報告では、方法論的には去年から用いている角運動量の新しい扱いについて簡単に述べ、最近行った計算結果としては^{56}Ni 核にみられる Z=N=28 の閉殻の硬度について述べる。特に Z=N=28 の閉殻の硬度は最近実験 [5] が行われ、破れていることが示唆されているものであるが、対応する殻模型計算は、その次元が非常に大きいために厳密対角化では不可能である。また、クーニン等の補助場量子モンテカルロ法を用いた殻模型では閉殻の硬度は研究できない。このような状況の中で、今回、我々の方法論によって初めて理論的に明らかにすることができた。

2 角運動量の扱い

殻模型空間は、力学的に決まる空間とスピン、アイソスピンの空間の直積で出来ている。殻模型の厳密対角化ではよく、スピン、アイソスピンを指定した調和振動子基底 (J スキーム) や、スピンに関しては完全には指定せずに、磁気量子数まで指定した基底 (M スキーム) とランチョス法の性質を併用して計算することが多い。一般に J スキームの計算では次元は減るが行列要素の計算が大変なので大次元計算には適さない。

さて、我々の方法では、deformed Slater determinant を基底として用いるので角運動量の固有状態にするには射影演算子を用いる。一方、力学的に決まる空間は主にストカスチックに扱い、その結果生成された基底による多体のエネルギーを評価して取捨選択する方法を取る。大雑把にいえば、我々の方法はこのような枠組である。(参照 [4])

次の対称性のついて考えてみよう。アイソスピン対称性は、殻模型のハミルトニアンによる基底状態射影演算子を補助場で表現した場合、特殊な分解をすることによりアイソスカラーの一体演算子のみにより表せることを利用して簡略化 [2] できる。しかしながら、角運動量に関しては数値的に射影演算子を用いた計算をするしかない。これまで原子核構造で知られていた方法では、intrinsic な最適化をしたのちに角運動量射影をする方法 (VBP) か、角運動量射影をした後に最適化する方法 (VAP) が知られているが、マルチ基底で対角化する場合は、前者では intrinsic な計算は意味をなさないし、後者では角運動量射影に伴う三重積分が数値計算上非常に困難で実際の計算は行えない。これまでは、マルチ基底の場合は波動関数を特殊なものに限るか、軸対称性を仮定することによって簡単化した計算が行われてきた。

我々の方法は、殻模型の固有状態を求めることを目指したものであり、波動関数の自由度を一切制限せずに計算する必要がある。しかしながら、そのままマルチ基底の VAP をストカスチックに実現するのは数値計算上不可能である。それを解決するために、殻模型空間を力学的に決まる空間とスピン、アイソスピンの空間の積に疑似的に分解することを考案した。実際には、力学的な空間でサンプリングしマルチ基底を決めるプロセスでは磁気量子数だけ射影をしておこない、その後に得られた少数基底から角運動量射影による対角化を行うという前に述べた２つの方法の中間のような扱いを行うのである。その結果、それ以前におこなった力学的なサンプリングと角運動量のサンプリングを区別しない方法に比べ著しく計算精度が向上した。図１に^{50}Mn 核の例で計算過程を示す。４０次元までは $M=5$ の M 射影でストカスチックサンプリングによって基底を生成し、更にこのように生成した基底をストカスチックに improve したものである。１基底目は殻模型空間でのクランクをしたハートリーフォック近似の解のエネルギーに近いものである。そこから如何にエネルギーが下がるかが、マルチ基底の相関による効果である。図をみるとストカスチックに決まる M 射影した少数個の基底で相関エネルギーのかなり部分が考慮されていることがわかる。しかるに、角運動量の期待値はこの時点ではあまり良くない。この４０次元の基底で力学的効果の大半は考慮されたと仮定し、次の段階として専

ら角運動量の完全な回復を考える。それは、J 射影による対角化でおこなう。このプロセスで角運動量は完全に回復するとともに、回復に伴ない更に相関エネルギーを稼ぐ。

角運動量のようにキネマチカルに知られた対称性は基底で考慮すると非常にたくさん必要とし、一つ一つの基底のエネルギーゲインは極めて小さいものとなるのでこの過程をストカスチックに行うには計算物理的にはいい方法とはいえない。一方、力学的な効果は、対称性を破った空間でも考慮することができ、系の性質や基底の形にもよるが比較的少ない基底で表現することができる場合はおおい。このようにストカスチックな取扱いをおおよそ力学的に決まる空間に集中させることが我々の計算手法の要である。

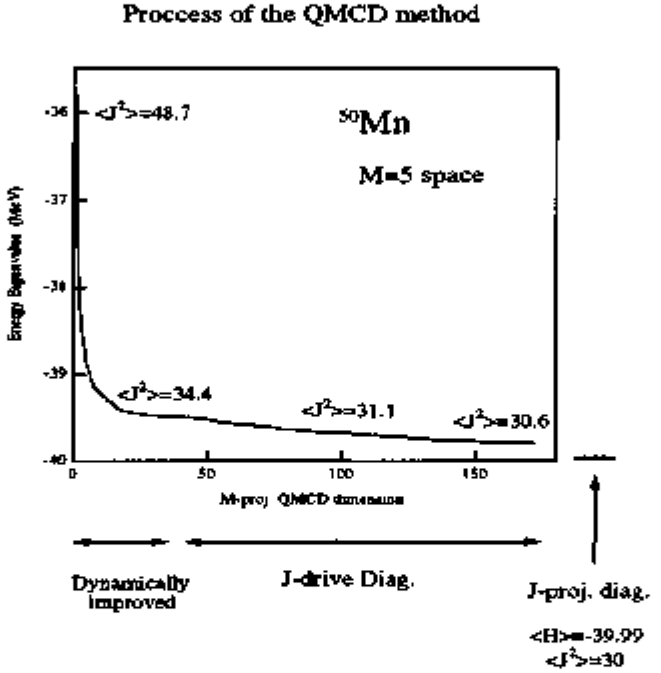


Figure 1: QMCD 計算の収束の様子

図 1 では、他の方法と比較をしてはいないが、このような方法で、exact のエネルギーの知られた、^{48}Cr のレベル構造を計算するとエネルギー固有値の絶対値が 100-200 KeV 以内の精度で計算が可能である。また、exact の知られていない場合、クーニン等の補助場量子モンテカルロ法を用いた殻模型の解と比較してみると、彼らの見積もったエネルギーよりもしばしば低くなることが多く、変分原理的な観点からみれば、我々の方法の解の方が優れているといえる。また、このような角運動量と力学的な効果の扱いは、これまでに行われなかった新しい方法であり、殻模型計算以外の核構造の計算にも応用可能であると考えられる。最後に、角運動量射影をおこなうマルチ基底対角化は非常に並列化

に向いたものであり、容易にCPUの数だけ計算速度を増すことが可能であり、このような計算は最近進歩が著しい超並列計算機に向いているを指摘しておく。

3 ^{56}Ni 核にみられる Z=N=28 の閉殻の硬度

^{56}Ni 核は Z=N=28 の self-conjugate な核であり、ナイーブに考えると、$f_{\frac{7}{2}}$が完全に詰まり閉殻になると考えられ、その閉殻の硬度が話題となっている。94年の PHYS. REV. LETT. において報告 [5] されたように実験が最近行われたものである。我々は ^{56}Ni 核の核構造を研究するために ^{40}Ca を閉殻と考え、$f_{\frac{7}{2}}$, $f_{\frac{5}{2}}$, $p_{\frac{3}{2}}$, $p_{\frac{1}{2}}$の軌道を考えた殻模型計算を試みた。同様の試みはすでに行われているが、その次元の大きさから切断された空間で対角化がなされている。その結果とも比較する。

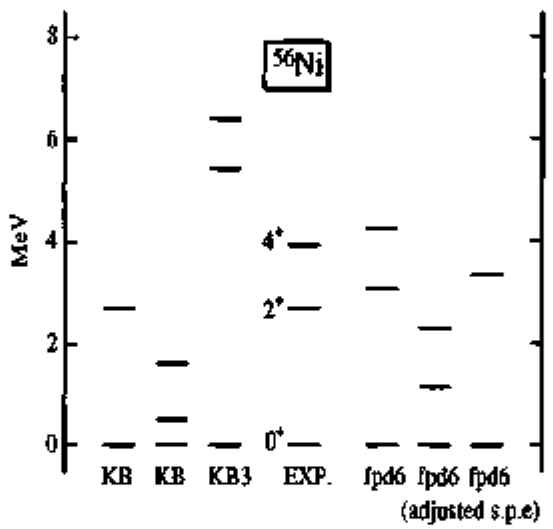


Figure 2: ^{56}Ni のレベルの実験値と計算値

この研究にまず必要となるのが fp 殻領域の核構造をよく記述する殻模型相互作用である。fp 殻領域の軽い核では、厳密対角化が行えることからポベス等やブラウン等によってある程度研究がなされている。前者はクオ／ブラウンによる G-行列の方法で求められた相互作用 (KB)[7] を基に現象論的に変更し、fp 殻の軽い領域でよい記述を与える相互作用 (KB3)[8] を作った。後者は、適当な模型を仮定し現象論的な fitting を繰り返し同様によい相互作用 (fpd6)[9] を作った。まず、我々は、これらの相互作用を基に、もともとの fit に使われてない fp 殻の重い核の核構造の計算を行った。例えば、^{64}Ge をみると、fpd6 相互作用のほうが良い記述 [4] を与えることがわかった。全般に fpd6 相互作用の方が^{56}Ni

核を含む広い範囲にわたりいい記述を与えるのでこの相互作用を用いて^{56}Ni 核の構造を考えることは相互作用の観点からみても意味があるといえる。

さて、図2に ^{56}Ni 核の構造をこの2つの相互作用、及び、切断された空間での殻模型計算で単一粒子エネルギーを合わせ直した相互作用を使った計算結果を示した。中央に示したレベルは実験値である。左側には、KB 相互作用を用いた結果を示した。左から、KB 相互作用を切断された空間で対角化した結果[6]、KB 相互作用の QMCD 法による結果、KB3 相互作用の QMCD 法による結果である。一見 KB 相互作用は切断された空間では良さそうではあるが、全空間で対角化すると変形しすぎるようである。KB 相互作用のこの性質は、^{56}Ni 以外の核でも指摘されており、ポベス達はそれを monopole 力等を導入することで改善し、KB3 相互作用 [8] を作った。それは、厳密対角化により fit に使われた fp 殻の軽い原子核に対しては非常に成功しているものである。しかしながら、QMCD 法で^{56}Ni の場合を計算してみると、あまりうまくいかないようである。また、Ni より重い核にもあまりうまくいかないこともわかった。次に右側には、fpd6 相互作用の結果を示した。最も右は前述の PHYS.REV.LETT. の実験値 [5] の解析で示されたブラウン達の殻模型計算である。切断空間での殻模型計算を行ったために単一粒子エネルギーを修正している。右から2番目は、その修正された fpd6 相互作用を QMCD 法で解いたものである。この結果からこの場合、空間の切断が適当でなかったことがわかる。次に右から3番目のレベルであるが、これはもともとの fpd6 相互作用を QMCD 法によって解いた結果である。この結果からもともとの fpd6 相互作用は非常によく^{56}Ni のレベルを再現していることがわかる。

次に、Z=N=28 の閉殻の硬度を示す指標としてとして $B(E2)$ と $(f_{\frac{7}{2}})^{16}$ とのオーバーラップを示そう。$0^+ \to 2^+$の B(E2) は、実験で示されているように ^{40}Ca などの閉殻の原子核に比べて大きい。我々の結果では、$B(E2;0^+ \to 2^+)$ は $6 \times 10^2 e^2 fm^4$になった。これは実験値 [5] と合っている。計算に用いた effective charge は fpd6 相互作用 [9] でよく用いられるものである。より直接的に、閉殻の硬度を見るのは、QMCD 法で得られた 0_1^+ の波動関数と $(f_{\frac{7}{2}})^{16}$という配位とのオーバーラップをとってみることであろう。これは、我々の計算では、53%であった。^{40}Ca の閉殻は 80%程度良いことが知られているのに比べると非常に破れていることがわかる。これように QMCD 法では直接波動関数を得ることが出来るのでこのような詳細な研究も可能であることも再度指摘しておきたい。

4 まとめと今後の展望

本研究は、殻模型を数値的に解く新しい方法の研究であり、2年前に始めたものである。この2年間の方法論の本質的な改良と本格的な並列計算機の利用で核構造の研究に役立つ段階に遂に到達した。その結果、最近実験結果が報告された^{56}Ni 核にみられる Z=N=28 の閉殻の硬度について殻模型計算の立場から解釈を示し、^{40}Ca の閉殻に比べるとかなり破れていることを明らかにすることができた。しかしながら、本研究は、殻模型の数値的解法の研究の面のみを勢力的に行ったものであり、これだけでは未知の核構造を予言できない。微視的

に核力から導かれた有効相互作用が必要である。部分的には現象論的にも研究できると考えられるが、有効相互作用の研究グループと連係して、当初の目的である核力をインプットにした殻模型計算を完成させたいと考えている。このような方法で、^{32}Mg などの中性子過剰核の研究や A~100 領域の Z=N 核などの構造の研究を進めている。また、本殻模型計算に用いた方法論は殻模型以外にも適用可能である。最近二次元の強磁場下の有限個の電子が相互作用する系である量子ドットにも適用できると考えていて物性のグループと協力した研究も進めている。

References

[1] E. Caurier and A. P. Zuker, A. Poves and G. Martinez-Pinedo, Phys. Rev. **C50**, 225 (1994).

[2] S. E. Koonin, D. J. Dean, and K. Langanke, Phys. Repts. **278**, 1 (1997).; W. E. Ormand, D. J. Dean, C. W. Johnson, G. H. Lang and S. E. Koonin, Phys. Rev. **C49**, 1422 (1994).; K. Langanke, D. J. Dean, P. B. Radha, Y. Alhassid, and S. E. Koonin, Phys. Rev. **C52**, 718 (1995).

[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**, 1284 (1995); T. Mizusaki, M. Honma and T. Otsuka, Phys. Rev. **C53**, 2786 (1996).; M. Honma, T. Mizusaki and T. Otsuka, Phys. Rev. Lett. **77**, 3315 (1996)

[5] G. Kraus, et al. Phys. Rev. Lett. **73**, 1773 (1994)

[6] H. Nakada, T. Sebe and T. Otsuka, Nucl. Phys. **A571**, 467 (1994).

[7] T. T. S. Kuo and G. E. Brown, Nucl. Phys. **A114**, 241 (1968).

[8] A. Poves and A. Zuker, Phys. Rep. **70**, 235 (1981).

[9] W. A. Richter, M. G. van der Merwe, R. E. Julies and B. A. Brown, Nucl. Phys. **A523** 325 (1991).

22. Z＝N陽子過剰核におけるエキゾチック洋梨変形

Exotic Octupole Deformation in Proton-Rich $Z = N$ Nuclei

S. Takami, K. Yabana and M. Matsuo*

Graduate School of Science and Technology, Niigata University, Niigata 950-21
**Yukawa Institute for Theoretical Physics, Kyoto University, Kyoto 606*

Abstract

We study static non-axial octupole deformations in proton-rich $Z = N$ nuclei, ^{64}Ge, ^{68}Se, ^{72}Kr, ^{76}Sr, ^{80}Zr and ^{84}Mo, by using the Skyrme Hartree-Fock plus BCS method with no restrictions on the nuclear shape. The calculation predicts that the oblate ground state in ^{68}Se is extremely soft for the Y_{33} triangular deformation, and that in ^{80}Zr the low-lying local minimum state coexisting with the prolate ground state has the Y_{32} tetrahedral deformation.

Recently, the nuclear deformations violating the reflection symmetries have been attracted much experimental and theoretical attentions[1]. The experimental indications for a static octupole deformation with axial symmetry have been found in light lanthanide and actinide mass regions, such as local lowering of the excitation energies of the first 3^- state[2] and parity doublet bands[3]. Such static octupole deformation is considered to be caused by the shell effect, that is, $\Delta j = 3$ coupling between the orbitals in the same major shell. Strutinsky-type potential-energy calculation assuming the axial symmetry predicts that the energy gain caused by the static octupole deformation amounts to several hundred KeV[4, 8]. It is also of great interest to see whether exotic octupole deformations violating both the reflection and axial symmetries realize in heavier systems. However, only a few studies including the non-axially symmetric octupole deformation degree of freedom have been performed for the ground state[5, 6].

For nuclei in a $A \sim 80$ region, the static octupole deformation would also be expected because of octupole correlation between the $2p_{3/2}$ and $1g_{9/2}$ orbitals in the major pfg-shell[7]. Especially in proton-rich $Z = N$ nuclei, both proton and neutron configurations cooperatively operate to develop the static octupole deformation. Strutinsky-type potential-energy calculations assuming axial symmetry predict that octupole driving forces is weak in comparison with those in light actinide and lantanide mass regions[8]. In the present talk, we present the result that the reflection asymmetric shapes violating axial symmetry are more favored in proton-rich $Z = N$ nuclei in this mass region than that with axial symmetry.

For even-even nuclei in a wide mass region, the Skyrme Hartree-Fock (SHF) method succeeds in describing the global features of the ground state. The usage of a three-dimensional (3D) Cartesian mesh[9] without any assumptions on the nuclear shape allows us to deal with any multipole deofrmation. We have applied this approach to proton-rich $Z = N$ nuclei, ^{64}Ge, ^{68}Se, ^{72}Kr, ^{76}Sr, ^{80}Zr and ^{84}Mo. To reduce a numerical calculation time, we have used the mesh within spherical box. The spherical box size and the length of the 3D mesh are set to 13 fm and 1 fm, respectively. By imposing the constraints which diagonalizes the mass inertia tensor, we shoose the axis so that the principal inertia axes coincide with x, y and z axes in the 3D mesh. The Skyrme force SIII is used as effective

	Oblate	Spherical	Prolate	
^{64}Ge	g.s. $\beta,\gamma = 0.27, 25°$ $\beta_3 = \alpha_{33} = 0.01$		0.62 $\beta,\gamma = 0.24, 6°$ $\beta_3 = 0.00$	4.00 $\beta,\gamma = 0.38, 0°$ $\beta_3 = 0.00$
^{68}Se	g.s. $\beta,\gamma = 0.25, 60°$ $\beta_3 = \alpha_{33} = 0.15$		0.32 $\beta,\gamma = 0.25, 0°$ $\beta_3 = \alpha_{31} = 0.06$	2.42 $\beta,\gamma = 0.40, 18°$ $\beta_3 = \alpha_{31} = 0.02$
^{72}Kr	g.s. $\beta,\gamma = 0.34, 60°$ $\beta_3 = 0.00$	1.12 $\beta,\gamma = 0.27, 58°$ $\beta_3 = \alpha_{33} = 0.05$	1.74 $\beta,\gamma = 0.42, 1°$ $\beta_3 = \alpha_{31} = 0.03$	
^{76}Sr		2.58 $\beta,\gamma = 0.13, 60°$ $\beta_3 = \alpha_{33} = 0.16$	3.25 $\beta,\gamma = 0.02, 0°$ $\beta_3 = \alpha_{32} = 0.12$	g.s. $\beta,\gamma = 0.49, 0°$ $\beta_3 = 0.00$
^{80}Zr		1.58 $\beta,\gamma = 0.20, 59°$ $\beta_3 = \alpha_{32} = 0.04$	0.90 $\beta,\gamma = 0.00, 0°$ $\beta_3 = \alpha_{32} = 0.24$	g.s. $\beta,\gamma = 0.50, 0°$ $\beta_3 = 0.00$
^{84}Mo		g.s. $\beta,\gamma = 0.20, 56°$ $\beta_3 = 0.00$	0.24 $\beta,\gamma = 0.05, 60°$ $\beta_3 = \alpha_{30} = 0.13$	0.85 $\beta,\gamma = 0.64, 0°$ $\beta_3 = 0.00$

Table 1: The ground states and the local minimum states obtained in the present SHF+BCS calculation. The energy difference (MeV) between the ground state and the local minimum state (the ground state is refered as g.s), the qudrupole and octupole deformatoin parameters and the dominant symmetry indicated by the octupole deformation parameters are shown. Each solutions are classified into the three groups, oblate, spherical and prolate by their quadrupole deformation parameter, except for the ground state of ^{64}Ge. The ground state of ^{64}Ge which shows the triaxial deformation is classified into the group oblate.

interaction. As for the pairing strength of proton, we use the same parameterization $G_p = 16.5/(11 + Z)$ MeV as in Ref. [9] together with the same truncation of the single-particle space. The neutron pairing strength is taken the same as G_p [10].

To characterize deformation of the obtained solutions, we have calculated the mass multipole moments,

$$\alpha_{lm} \equiv \frac{4\pi\langle\Phi|\sum_i^A r_i^l X_{lm}(i)|\Phi\rangle}{3AR^l}, (m = -l, \cdots, l), \tag{1}$$

where A is the number of nucleon and $R = 1.2A^{1/3}$ fm. Here X_{lm} is a real basis of the spherical harmonics,

$$\begin{aligned} X_{l0} &= Y_{l0}, \\ X_{l|m|} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(Y_{l-|m|} + Y^*_{l-|m|}), \\ X_{l-|m|} &= \frac{-i}{\sqrt{2}}(Y_{l|m|} - Y^*_{l|m|}), \end{aligned} \tag{2}$$

where the quantization axis is chosen as the largest and smallest principal inertia axes

for prolate and oblate solutions, respectively. To represent magnitude of the octupole deformation, we define

$$\beta_3 \equiv (\sum_{m=-3}^{3} \alpha_{3m}^2)^{\frac{1}{2}}. \tag{3}$$

For nuclei around $A \sim 80$, existence of three local energy minimum states showing oblate, nealy spherical and prolate deformations is reported in the SHF+BCS calculation by Tajima *et. al.*[11]. To search for all minimum states close energetically to the ground state, we generate initial states by solving a deformed Wood-Saxon potential model. The five initial states with different quadrupole deformations are used : (1) $\beta = 0.7, \gamma = 60°$, (2) $\beta = 0.3, \gamma = 60°$, (3) $\beta = 0.0, \gamma = 0°$, (4) $\beta = 0.3, \gamma = 0°$, (5) $\beta = 0.7, \gamma = 0°$. For all initial configurations, the distortion of the octupole deformation, $\alpha_{3m} = 0.1$ ($m = -3, \cdots, 3$), is added.

In table 1, we summarize the calculated binding energies, quadrupole and octupole deformation parameters of the obtained solutions. The solutions are classified into three groups, oblate, spherical and prolate, by their quadrupole deformations, where we do not denote states higher than the third minimum. The octupole deformations violationg the axial symmetry are found in the ground state or local minimum states in all nuclei, except ^{64}Ge (where the obtained $\beta_3 = 0.01$ is not sizable). Among them, the ^{68}Se is noticeable since it has the large octupole deformation ($\beta_3 = 0.15$) in the ground state. As shown in the density distribution plotted in Fig.1(a), it has Y_{33} triangular distortion superposed on the oblate quadrupole deformation, which obeys the D_{3h} symmetry seen in the regular triangular prism shape. The potential energy surface is quite flat up to $\alpha_{33} \sim 0.2$ as shown in Fig.2. It should be noted that octupole instability emerges only for the α_{33} direction.

Instability of the oblate states toward the triangular Y_{33} deformation can also be related to the single-particle shell structure formed in the oblate deformed potential. Figure 4 shows the neutron Nilsson diagram as a function of quadrupole deformation obtained in the constrained SHF+BCS method, in which axial and reflection symmetries are imposed. In the oblate configuration of ^{68}Se, the $N, Z = 34$ Fermi surfaces are located between the positive parity orbitals with $\Omega = 9/2, 7/2, ..., 1/2$ stemming from the $1g_{9/2}$ and the negative parity orbitals with $\Omega = 3/2, 1/2$ arising from the $2p_{3/2}$ (those just below the Fermi surface, See Fig.4). Among the possible couplings associated with the octupole deformations, the $\Delta\Omega = 3$ coupling between the positive parity $\Omega = 9/2$ and negative parity $\Omega = 3/2$ orbitals, and also the one between the positive parity $\Omega = 7/2$ and negative parity $\Omega = 1/2$ orbitals have the smallest energy difference, and give enhanced softness toward the triangular Y_{33} deformation.

Among the solutions showing the octupole deformation, the second minimum state of ^{80}Zr shows the largest octupole deformation of $\beta_3 = \alpha_{32} = 0.24$ without having a quadrupole deformation. The density profile of this solution shown in Fig. 1 (b) indicates a tetrahedral deformation, which violates the both reflection and axial symmetries, but obeys the symmetry of the point group T_d. Figure 3 shows the potential energy surfaces of ^{80}Zr with respect to the α_{30}, α_{31}, α_{32} and α_{33} deformations. The potential energy surface of the α_{32} deformation has the minimum point at $\alpha_{32} = 0.24$ which corresponds to the calculated lowest minimum, and the energy gain measured from the spherical solution is as large as 0.71 MeV. Octupole instability towards the α_{32} direction (the tetrahedral

deformation) is quite contrasting to the other types ($\alpha_{3m}(|m| \neq 2)$) of the octupole deformations.

Instability of the spherical configuration at $Z = N = 40$ for the tetrahedral deformation can be ascribed to the shell effect formed in the potential having the T_d symmetry. In Fig.3 (b), we display the neutron single particle energies as a function of the tetrahedral deformation parameter α_{32}. As developing the tetrahedral α_{32} deformation of ^{80}Zr, the orbitals stemming from $2p_{3/2}$ and $2p_{1/2}$ decrease in energy and those stemming from $1g_{9/2}$ increase with holding high degeneracy of orbitals. The sub-shell gap at nucleon number 40 enhanced by addition of α_{32} distortion field stabilizes the strongly tetrahedral deformed solution. It is known that high degeneracy of irreducible representation of the T_d symmetry tends to produce a significant bunch in the single particle level spectrum as has been demonstrated for electrons in a metallic cluster potential by Hamamoto *et. al.*[12, 6]. This tendency exists in nuclear potential with spin-orbit force. Appearance of the tetrahedral deformation due to similar shell effect will not be confined in this neutron/proton number as discussed by Li and Dudek for light actinide isotopes[5]. It should be mentioned that the measured excitation energies of the fist 3^- levels in Ge and Se isotopes have the minimum points at $N = 40$ [2], which may be a fingerprint of octupole instability.

References

[1] P. A. Butler and W. Nazarewicz, *Rev. Mod. Phys.* **68**(1996)349.

[2] P. D. Cottle and D. A. Bromley, *Phys. Lett.* **B182**(1986)129. N. V. Zamfir, R. F. Casten and P. Von Brentano, *Phys. Lett.* **B226**(1989)11.

[3] J. Fernande-Niello, H. Puchta, F. Riess and W. Trautmann, *Nucl. Phys.* **A391**(1982)221. D. Ward, *et. al. Nucl. Phys.* **A406**(1983)591. P. Schüler, *et. al.*, *Phys. Lett.* **B174**(1986)241. W. R. Phillips, *et. al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57**(1986)3257.

[4] G. A. Leander, *et. al.*, *Nucl. Phys.* **A388**(1982)452.

[5] X. Li and J. Dudek, *Phys. Rev.* **C94**(1994)R1250. J. Skalski, P. -H. Heenen, P. Bonche, H. Flocard and J. Meyer, *Nucl. Phys.* **A551**(1993)109.

[6] F. Frisk, I. Hamamoto and F. R. May, *Phys. Scr.* **50**(1994)628.

[7] W. Nazarewicz, *et. al.*, *Nucl. Phys.* **A429**(1984)269.

[8] W. Nazarewicz, *Nucl. Phys.* **A520**(1990)333c.

[9] P. Bonche, *et. al.*, *Nucl. Phys.* **A443**(1985)39.

[10] P.-H.Heenen, J.Skalski, P. Bonche, and H. Flocard, *Phys. Rev.* **C50**(1994)802.

[11] N. Tajima, S. Takahara and N. Onishi, *Nucl. Phys.* **A603**(1996)23.

[12] I. Hamamoto, B. Mottelson, H. Xie and X. Z. Zhang, *Z. Phys. D - Atoms, Molecules and Clusters* **21**(1991)163.

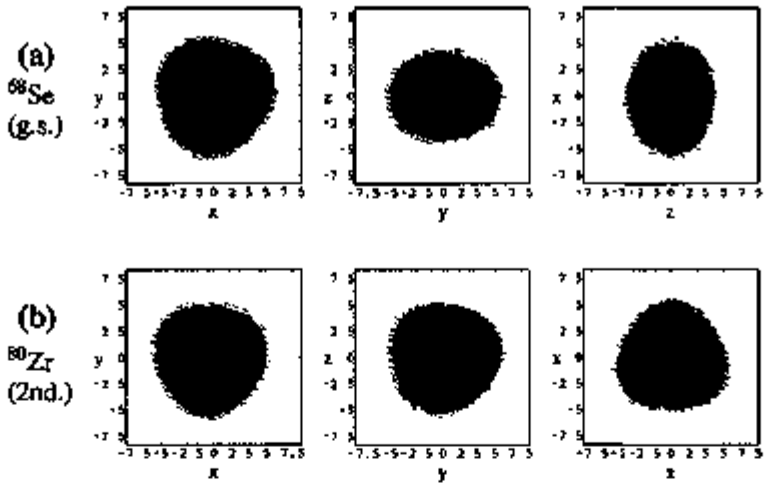


Figure 1: Density distributions of proton in the xy, yz and zx planes where x, y and z axes represent the principal inertia axes. (a) and (b) show those of the ground state of ^{68}Se and the second minimum state of ^{80}Zr, respectively.

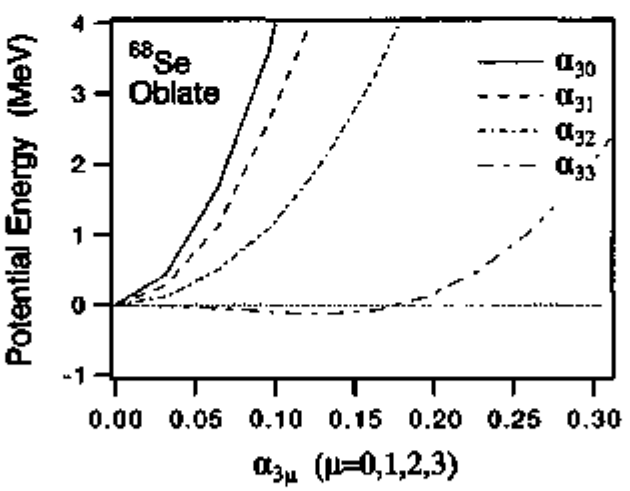


Figure 2: Potential energy surface with respect to the different types of octupole deformations, calculated for the oblate ground state of ^{68}Se. The energy is measured in relative to the reflection symmetric solution. The quadrupole deformations are set to $\beta = 0.25, \gamma = 60°$.

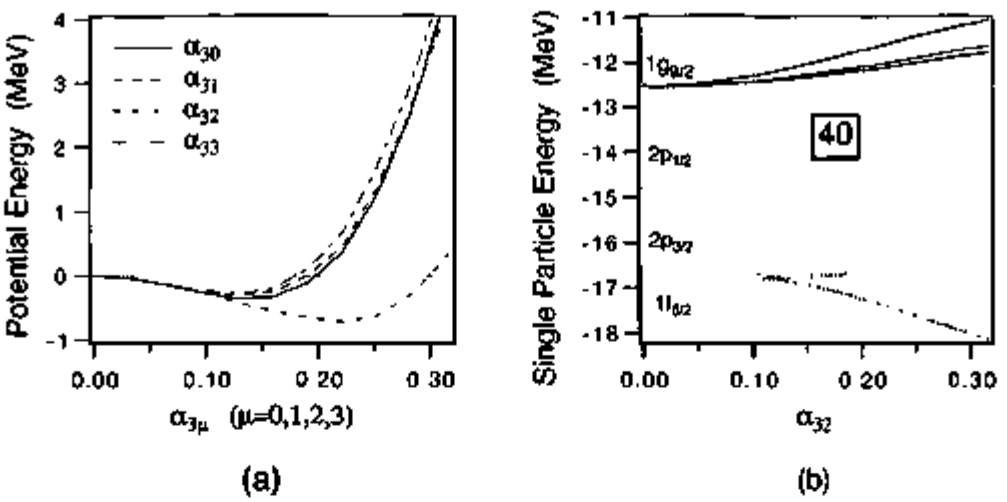


Figure 3: (a) The potential energy surfaces of ^{80}Zr with respect to the different types of the octupole deformations, where the energy is measured in relative to the spherical solution. The potential energy is calculated as a function of α_{3m} ($m = 0, 1, 2, 3$) by imposing the constraints of $\beta = 0, \gamma = 0°$ and $\alpha_{3\nu} = 0$ ($\nu \neq m$). (b) The single particle energy of neutron as a function of the tetrahedral α_{32} deformation.

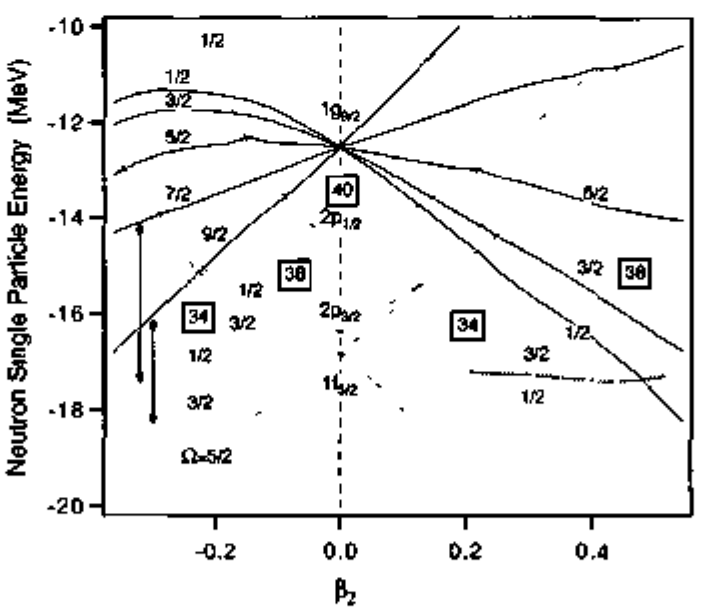


Figure 4: The neutron single-particle levels for ^{80}Zr as a function of the quadrupole deformation parameter β_2 calculated with the quadrupole constraint and the axial and reflection symmetries. For each orbitals, we put the value of Ω, the projection of the angular momentum along the symmetry axis. The arrows indicate the $\Delta\Omega = 3$ coupling associated with the triangular Y_{33} deformation as discussed in the text.

23. A～60領域核の高スピン状態の構造

Structure of high-spin states in $A \sim 60$ region

H. Nakada[1], K. Furutaka[2], Y. Hatsukawa[2], T. Hayakawa[2], M. Matsuda[2], T. Ishii[2], M. Oshima[2], M. Kidera[3], S. Mitarai[3], T. Komatsubara[4], K. Furuno[4], H. Kusakari[1] and M. Sugawara[5]

[1] *Chiba Univ.*, [2] *JAERI*, [3] *Kyushu Univ.*, [4] *Tsukuba Univ.*, [5] *Chiba Inst. of Tech.*

The nuclei in the $A \sim 60$ region is useful in investigating global nature of nuclear quadrupole collective motion. We have studied the structure of the proton-rich Cu and Zn nuclei by experiments and shell-model calculations, focusing on the role of the unique-parity orbit $0g_{9/2}$ in high-spin ($J \gtrsim 10$) states.

The ^{61,63}Cu and $^{61-64}$Zn nuclei are produced by the ^{40}Ca+^{28}Si reaction. The Ca target is sandwiched with the Au layers and irradiated by the 120MeV Si beam from the tandem accelerator at JAERI. γ-rays have been detected by the particle-γ-γ coincidence measurement, whose array[1] is composed of 10 Ge detectors with BGO suppressors (for γ's) and a Si-ball (for charged particles). The γ-γ events of $\sim 10^8$ have been accumulated. As an example, the γ-ray spectrum of ^{61}Cu is shown in Fig. 1. The DCO ratio analysis has been made to derive multipolarities of the γ-rays; we take the ratio of the simultaneous intensity of γ_1 at $\theta = 32°$ and γ_2 at 90° relative to that of γ_1 at $\theta = 90°$ and γ_2 at 32°. This ratio tells us whether γ_2 is dipole ($E1/M1$) or quadrupole ($E2$), if we know the multipolarity of γ_1. Thereby spin and/or parities of yrast states can be indicated.

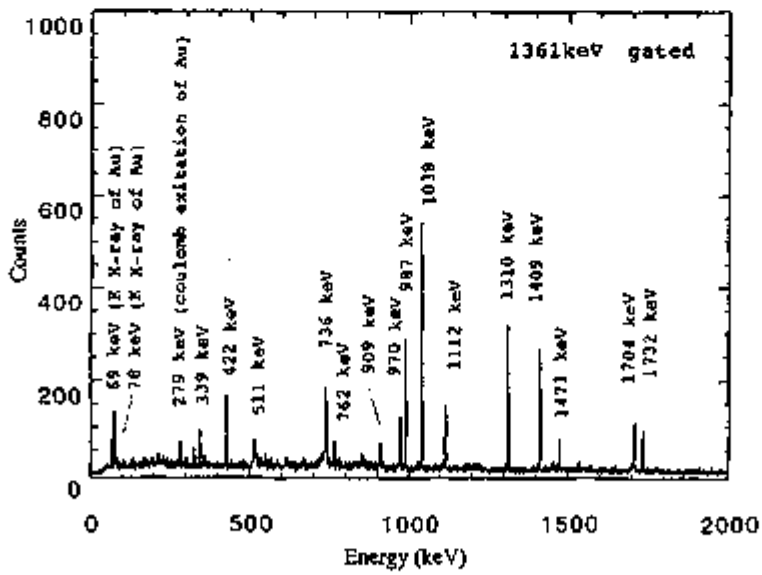


Figure 1: γ-ray spectrum of ^{61}Cu.

A shell-model calculation is also carried out for the Cu-Zn nuclei, by using the code VECSSE[2]. We assume the $k \leq 3$ model space of $(0f_{5/2}1p_{3/2}1p_{1/2})^{A-56-k}(0g_{9/2})^k$, on top of the ^{56}Ni inert core. The effective hamiltonian is fixed from the data around

^{56}Ni: the single-particle energies are taken from the ^{57}Ni data, while the residual two-body interaction is modified, based on the folded-diagram calculation[3], with respective overall factors for the $T = 1$ and $T = 0$ matrix elements including $g_{9/2}$, so as to reproduce $E_x(3^-)$ of ^{58}Ni and $E_x(9/2^+)$ of ^{59}Cu. Note that the isospin symmetry is maintained in this calculation. As will be shown below, both the positive- and negative-parity levels are well reproduced.

The experimental level scheme of ^{62,64}Zn is depicted in Fig. 2 (see also Ref [4]). As well as new levels are identified, spin-parities are suggested for some of them. The present J^P assignments are consistent with those of the previous works[5]. In ^{64}Zn, we have found that the previously reported 1316keV γ-ray is a doublet; $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ and $9_1^- \rightarrow 7_1^-$. Although these two γ-rays are not resolved in energy, the 808keV ($2_2^+ \rightarrow 2_1^+$) and 937keV ($4_2^+ \rightarrow 2_2^+$) peaks emerge when we gate the high-energy portion of the 1315keV peak. There may be a room to reconsider the previous analysis of $J \geq 7$ states without noticing the doublet[6]. By taking the doublet into account, we observe a similarity in the level scheme between ^{62}Zn and ^{64}Zn. For instance, there occurs a parity-change in the yrast sequence at $J = 7$ for both nuclei.

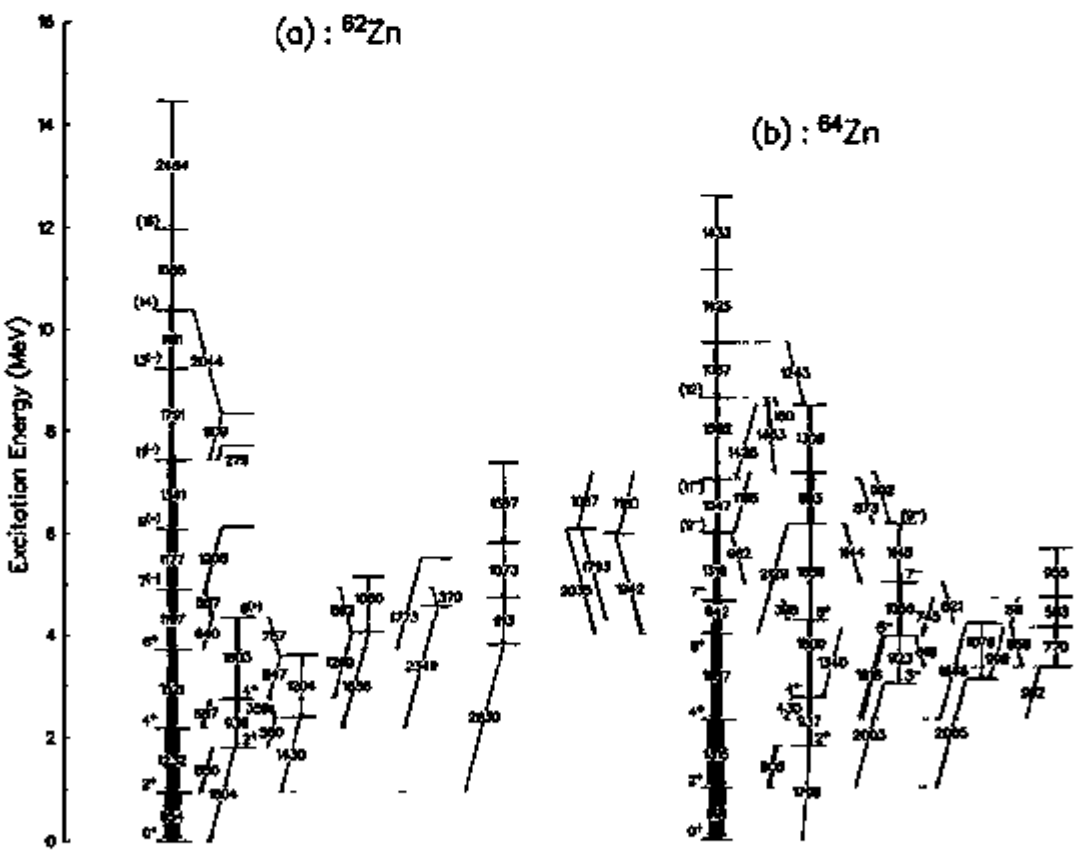


Figure 2: Level scheme of ^{62,64}Zn.

The shell-model results are compared with the data for the yrast states in Fig. 3.

The solid points indicate the observed yrast levels, while the lines show calculated levels dominated by each of the $(0g_{9/2})^k$ ($k = 0, 1, 2, 3$) configurations. Even (odd) k configurations have positive-parity (negative-parity). It is noted that, according to the calculation, the coupling is weak among the different k configurations. An important role of the $0g_{9/2}$ orbit is clear now. It is remarked that crossing of different k's occurs in Fig. 3. Since these nuclei are nearly spherical, (in low-spin region) seniority comes larger as J increases. On the other hand, high-spin states can be produced with relatively low seniority if a nucleon is excited to $g_{9/2}$, at the cost of the single-particle energy. In competition to the loss of the pairing correlation, this configuration becomes lower at a certain spin; $J = 7$ in ^{62}Zn and ^{64}Zn. This parity-change is reproduced by the calculation.

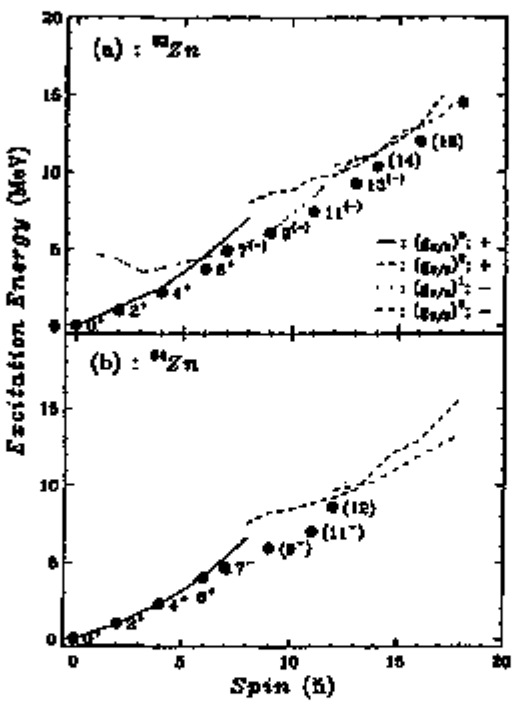


Figure 3: Excitation energies of ^{62,64}Zn as a function of J.

The above parity-change mechanism may remind us of the band-crossing in heavier rotational nuclei. Whereas the unique-parity orbit plays a similar role, contribution of the pairing correlation seems different. In low-spin region of the rotational nuclei, J grows because of the rotation, not breaking the pairing. High spin can be composed if we have an alignment of 2-quasiparticles in the unique-parity orbit, at the cost of the pairing correlation. It is noted that the single-particle energy of the unique-parity orbit is not so significant in deformed even-even nuclei, and the alignment does not invert the parity. Therefore the parity-change in yrast sequence of even-even nuclei may be characteristic to spherical or nearly spherical nuclei.

Another parity change in the yrast sequence is predicted around $J = 14$ for ^{62}Zn and $J = 12$ for ^{64}Zn. Though such parity change has not been confirmed in the present experiment, it will be an interesting subject in the near future.

We next turn to ^{61,63}Cu. The level scheme of ^{61}Cu obtained in the current experiment is presented in Fig. 4 (see also Ref. [7]). Plenty of γ-rays have newly been observed. J^P and energies shown with italics are newly assigned ones. The yrast levels are compared with the shell-model results in Fig. 5, and the good agreement is established. A remarkable point in ^{61}Cu is that most γ-ray intensities concentrates at the $17/2^+_1$ level. With assistance of the shell-model calculation, this γ-ray concentration is accounted for as follows. The yrast $17/2^+$ state is dominated by the stretched 3-quasiparticle configuration of $(\pi 1p_{3/2})(\nu 0f_{5/2}0g_{9/2})$. This configuration is stabilized by the two-body attractive force for $(1p_{3/2}0g_{9/2})_{J=6,T=0}$ as well as for $(0f_{5/2}0g_{9/2})_{J=7,T=1}$. On the other hand the lowest $19/2^+$ and $21/2^+$ states consist mainly of 5-quasiparticles. Thus the $17/2^+_1$ state is relatively stable, and is favored in the sequential γ-decays because of large E_γ's. This mechanism is very similar to some isomers. Though the data is not so abundant, ^{63}Cu seems to share some features with ^{61}Cu. According to the calculation, $17/2^+_1$ is relatively stable by the same stretched 3-quasiparticle configuration. Though not confirmed, second parity-change in the yrast sequence is predicted around $J = 23/2$ both for ^{61}Cu and ^{63}Cu.

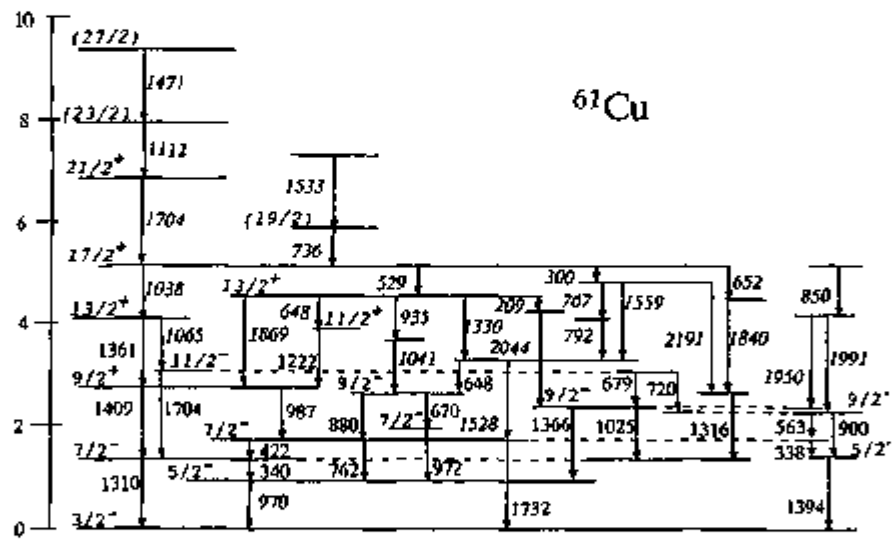


Figure 4: Level scheme of ^{61}Cu.

Whereas several γ-rays are newly observed also in ^{61,63}Zn, their intensities are not sufficient for the DCO analysis. Despite the prediction, not a single parity-change has been established.

In summary, high-spin states in the proton-rich Cu-Zn nuclei are investigated by the experiments at JAERI. New levels and γ-rays are identified by the particle-γ-γ coincidence, and J^P assignments are made via the DCO ratio analysis. Yrast sequences are observed up to $J \sim 18$ for ^{62}Zn, and ^{64}Zn, $J \sim 27/2$ for ^{61}Cu and $J \sim 23/2$ for ^{63}Cu. Though we cannot settle new J^P values for ^{61,63}Zn, their yrast sequence is also extended. In ^{64}Zn, a doublet of γ-rays is discovered at 1315keV, clarifying the similarity in the level scheme between ^{62}Zn and ^{64}Zn. We reproduce

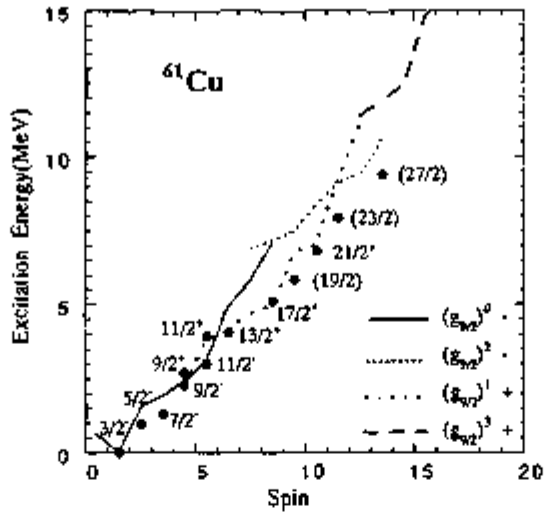


Figure 5: Excitation energies of ^{61}Cu as a function of J.

the yrast levels by a shell-model calculation, by which structure of the high-spin states is further studied. A parity change in the yrast sequence is established, in which the unique-parity orbit $0g_{9/2}$ plays an essential role; one nucleon excitation to $g_{9/2}$ gains high angular momentum with low seniority, at the cost of the single-particle energy. Second parity-change is also suggested by the calculation. Such parity change seems characteristic to spherical or nearly spherical nuclei. In ^{61}Cu, concentration of the γ-ray intensity is observed. This happens because a stretched 3-quasiparticle configuration including $0g_{9/2}$ is relatively stable, similarly to some isomers. Thus, by studying the structure of the high-spin states of the $A \sim 60$ nuclei, we have clarified the role of unique-parity orbit in high-spin states, which may be generic to spherical and nearly spherical nuclei.

References

[1] M. Oshima *et al.*, to be published in Nucl. Instrum. Method Phys. Res. (1997).

[2] T. Sebe *et al.*, *VECSSE*, Program library of Computer Center, University of Tokyo (1994).

[3] T.T.S. Kuo, private communication.

[4] K. Furutaka *et al.*, Z. Phys. **A358**(1997)279.

[5] J.F. Bruandet *et al.*, Z. Phys. **A279**(1976)69; L. Mulligan *et al.*, Phys. Rev. **C19**(1979)1295; D.N. Simister *et al.*, J. Phys. (London) **G6**(1980)81; N.J. Ward *et al.*, J. Phys. (London) **G7**(1981)815.

[6] B. Crowell *et al.*, Phys. Rev. **C50**(1994)1321.

[7] Y. Hatsukawa *et al.*, Z. Phys. **A**, in press.

24. Ni 領域の中性子過剰核の核構造
— Isomer-scope —

原研　石井哲朗

中性子過剰核の高スピン状態は、これまでほとんど研究されていない。これは、中性子過剰核を生成する際に多核種が同時に生成されるため、インビームγの手法を適用することが困難であったことが大きな原因となっている。しかし最近、大型のクリスタルボールの出現によりγ線の解像能力が飛躍的に向上し、自発核分裂に伴う即発γ線の測定により核分裂片の高スピン状態が調べられるようになってきた[1]。さらに、6MeV/A 以下のビームエネルギーを用いた（深部）非弾性散乱を用いて、中性子過剰核のインビーム実験も行われつつある[2-4]。ところが、深部非弾性散乱ではビームエネルギーを上げるにつれて生成核種の分布がさらに広がり、大型のクリスタルボールを使用しても、なお実験が困難になってくることが予想される。

原研タンデムでは超伝導ブースターが完成し[5]、Ge で 10MeV/A 程度のビームが得られている。ブースターはビームエミッタンスがよく、インビーム実験には最適な装置である。我々は、深部非弾性散乱を利用して中性子過剰核のインビーム実験を行うために新測定器「isomer-scope」を開発した[6]。これは、ビーム様分裂片(PLF)の原子核で、しかもナノ秒以上の寿命のアイソマーだけに対象を絞ることにより、アイソマーから遷移するγ線の検出感度を大幅に向上するものである。まずは、準二重閉殻をもつ ^{68}Ni 近傍の原子核を対象とした。閉殻の近傍の原子核にはアイソマー状態が多く現れるため、isomer-scope は特に威力を発揮する。

isomer-scope は、γ線遮蔽・円環型 Si 検出器・Ge 検出器より構成する(図１)。深部非弾性散乱で生成した PLF は grazing 角近傍に放出されるため、Si 検出器(100mm ϕ)はそれを見込むように設置する。Si 検出器は PLF のストッパーとして働くと同時に、エネルギー・時間を検出する。γ線遮蔽はタングステンと鉛から構成し、ターゲットで放出される prompt-γ線を遮蔽する。Ge 検出器は、Si 検出器の周囲に 4～5 台配置し、Si 検出器で止まった原子核から放出されるγ線を検出する。PLF-γ(-γ)同時計数をとることにより、アイソマーからのγ線を高感度で測定できる。ターゲットから Si 検出器までの飛行時間は約 1ns であり、isomer-scope ではナノ秒以上の寿命をもつ準位からのγ線が対象とな る。

実験は、^{76}Ge(8MeV/A)+^{198}Pt を用いて行った。PLF のエネルギースペクトルを図 2(a)に示す。弾性散乱のピークとエネルギーを大きく失った深部非弾性散乱の緩やかなピークが明瞭に観測される。このスペクトルは PLF-γ同時測定でとったものであり、PLF のシングル・スペクトルでは弾性散乱の部分が約一桁大きくなっている。図 2(b)には図 2(a)で示した A,B,C のエネルギーと同時計数するγ線スペクトルを示した。B の部分のエネルギーと同時計

数するスペクトルにのみ、深部非弾性散乱で生成した原子核からのγ線が観測される。γ線スペクトル中に現れる他のγ線は、核反応時に放出される中性子に起因したものである。PLF-γ-γ同時測定により約30のアイソマーのγ線カスケードが観測された。そのうち約半数は既知のものであり、核種を同定することができた。

Si検出器は重イオンによる損傷のため劣化し、約1日の使用で漏洩電流が数百μAに達する。このため、高い漏洩電流でもSi検出器が動作するように特別なバイアス回路を使用すると共に、高電圧をかけることにより電荷収集の損失を少なくしている。Si検出器は約1日で交換する。損傷を受けたSiはアニールすることにより、繰り返し使用が可能である。

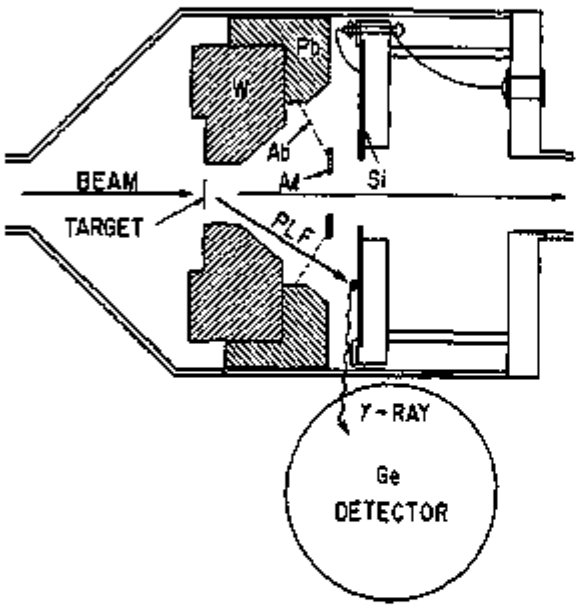


図1 A new instrument, isomer-scope, to observe isomers of PLF produced in DIC. Si: Si detector, W: tungsten shield, Pb: lead shield, Al: aluminum disk, and Ab: absorber foil of copper.

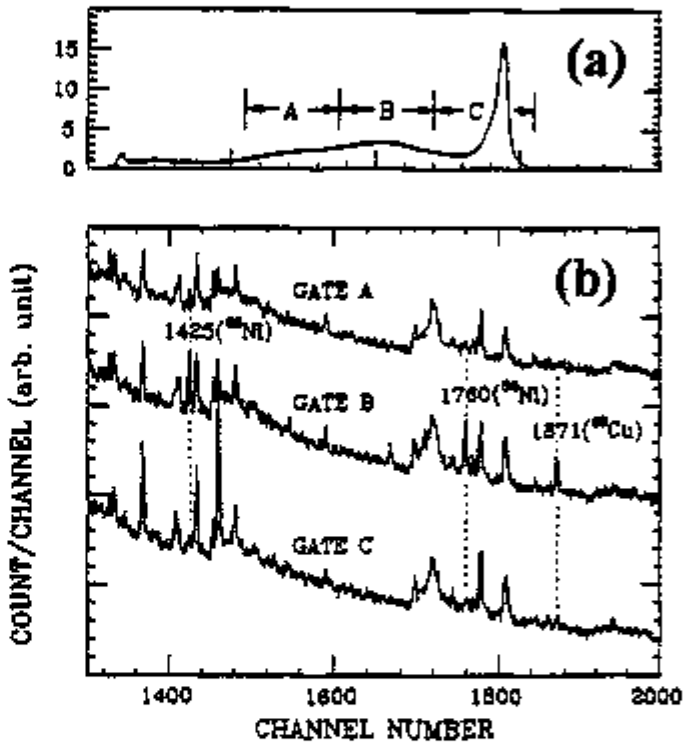


図2 (a) Energy spectrum of PLF measured with the Si detector. (b) Gamma-ray spectra in coincidence with PLF of different energies.

Isomer-scopeでは、PLFの運動エネルギーより、核種を識別することができる。γ線の収率から核種ごとにPLFのエネルギー分布を求める（図3(a)）。このようにして求めた分布のピークエネルギーと生成核の移行核子数の相関をとると図3(b)のようになり、移行核子数が多い原子核ほど、PLFの運動エネルギーが小さくなることが分かる。この関係を未知核種の識別に用いることができる。さらに、原子番号を識別するために、図1に示したように、ターゲットとSi検出器の間にabsorber foilをおき、エネルギー損失を測定した。エネルギー損失は、図3(a)にあるように、PLFのピークのずれより求める。E-ΔEプロットを図3(c)に示す。この手法により、原子番号を識別することが可能である。

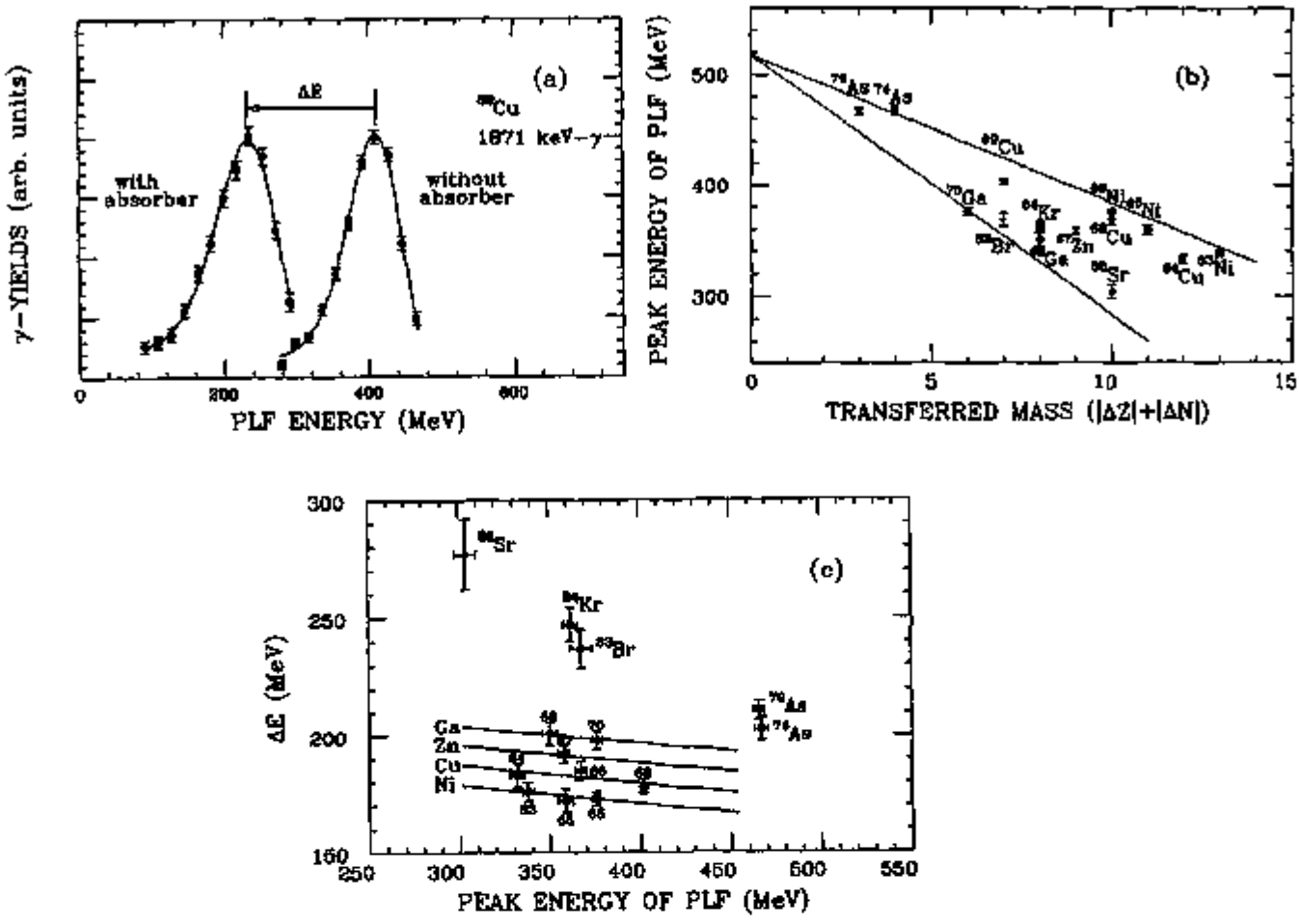


図3 (a) Energy distribution curves of PLF for the ^{69}Cu isomer. They were deduced from the intensities of the 1871keV γ ray in the PLF-γ coincident data with/without an absorber foil. The energy loss Δ E is defined as the difference between these peak energies. (b) Peak energy of PLF vs. transferred mass. Two solid lines are drawn so that all the isomers identified in the present experiment are included between them. (c) A plot of Δ E vs. peak energy of PLF. Calculated energy loss is depicted by solid lines for the elements of Ni to Ga.

Isomer-scope を用いることにより、^{69}Cu および ^{70}As に新アイソマーを発見した。これらのアイソマーは、β崩壊等により調べられてきた低スピンの準位を基にして、核種を同定した。^{69}Cu の新アイソマーの崩壊図式を図4に示す。測定した寿命や、γ線の分岐比等から、$9/2_1^+$ とアイソマーの $13/2^+$はπ $p_{3/2}$ が ^{68}Ni の芯の励起した状態に結合した状態であり、一方 $9/2_2^+$はπ $g_{9/2}$ を主成分に持つと考えられる。さらに、^{70}Ni の 8^+アイソマーからの遷移と推測される4本のγ線カスケードを観測した。上記の識別法によると、このアイソマーは ^{70}Ni の可能性が非常に高い。

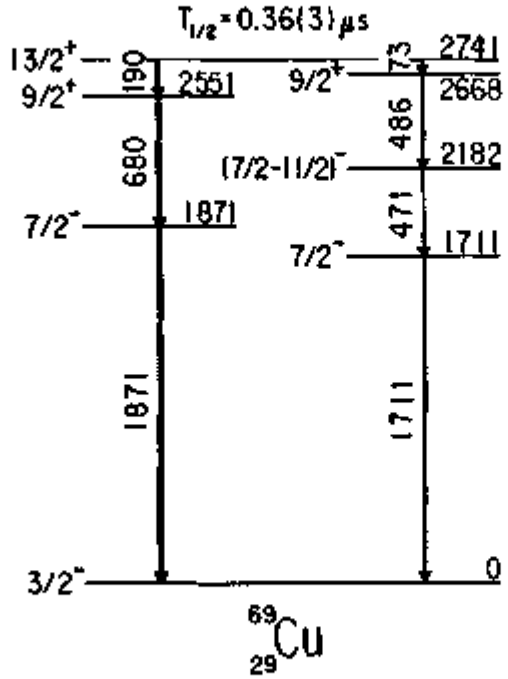


図4 Decay scheme of the 2741 keV isomer of ^{69}Cu

最近、γ線の多重極度を調べるために、Si検出器を多分割し、γ線とPLFの角度相関をとる実験を行った。半減期が数百ナノ秒以上の準位からのγ線はanisotropyが消失したが、ナノ秒程度のものはanisotropyを測定できた。さらに、absorber foilの代わりにΔEのSi検出器を使用することを計画している。テレスコープにすることにより、単に原子番号の識別精度が向上するのみでなく、大幅にバックグランドを低減できることを期待している。中性子過剰核の高スピン状態は未開拓の分野であり、安定核から遠く離れた原子核はもちろんのこと、安定核に比較的近い原子核でも意外なほど分かっていない。今後、^{68}Ni近傍の原子核をはじめとして、中性子過剰核の高スピン状態の研究を進めるつもりである。

この研究は、伊東幹彦（東工大）、浅井雅人（名大）、Imam Hossain（東工大）、牧嶋章泰（防衛医大）、市川進一（原研）、石井三彦（原研）、小川雅生（東工大）の方々と共同で行ったものです。

参考文献

[1] I. Ahmad and W.R. Phillips. Rep. Prog. in Phys. 58, 1415(1995).

[2] R. Broda *et al.*, Phys. Lett. 251B, 245 (1990).

[3] B. Fornal *et al.*, Phys. Rev. C 55, 762 (1997).

[4] J.F.C. Cocks *et al.*, Phys. Rev. Lett. 78, 2920 (1997).

[5] S. Takeuchi *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A 382, 163 (1996).

[6] T. Ishii *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A 395, 210 (1997).

25. 原研スポレーションRI利用計画

池添　博　（原研）

原研では放射性廃棄物消滅処理の基礎研究と中性子散乱研究を主目的にした大強度陽子加速器の建設を計画している。この計画の一部として、陽子ビームによる核破砕反応や中性子によるウランなどの核分裂反応で生成される中性子過剰な放射性同位体（ＲＩ）をタンデム加速器で再加速して核物理や核化学等の基礎研究に利用することを考えている。この中性子科学研究施設（図１）では１．５ＧｅＶで数ｍＡの陽子ビームを加速する。ＲＩの生成には０．０１－１ｍＡのビームを炭化ウラン等融点の高い物質に照射し、できた核種をイオン源でイオン化して取り出す。その後、高分解能の質量分離器で核種を分離した後、既存のタンデム加速器＋ブースター加速器で加速する（図２）。

長さ２０ｃｍ程度の炭化ウランを１．５ＧｅＶ陽子ビームで照射すると核破砕反応と中性子による核分裂反応で質量数が６０－１６０の中性子過剰核が大量に生成される（Ｓｎのアイソトープ分布を図３に示す）。この内、タンデムで加速できる粒子は負イオンになるものでなければならない。Ｃｕ、Ｇｅ、Ａｓ、Ａｇ、Ｓｎ、Ｐｂ等が高率良く加速できる粒子になる。大電流の陽子ビームで照射する場合は、放射線の強度が高くなるので標的部とイオン源部を分離し、生成されたＲＩはガスジェット搬送法でイオン源に移送してイオン化する。ガスジェット搬送法は現在タンデムの実験で利用されている。

このスポレーションＲＩ（核破砕ＲＩ）利用計画には中性子過剰核を使った重元素領域の核物理や核化学、中性子過剰核の構造や崩壊様式さらに中性子吸収確率等の研究、ＲＩを物質中に埋め込み物質の性質を核物性の手法で研究する事などが含まれている。超アクチノイド領域の核種は現在４０程度が知られている。この領域には原子番号１１４で中性子数１８４の超重核が殻構造的に準安定であると予想されている。現在、１１２番の中性子欠損核がＧＳＩ（ドイツ重イオン研究所）で合成に成功しているが中性子数は１６５で超重核の領域から離れている。中性子の多い超重核を合成するためには、中性子過剰核が必要である。中性子過剰核を使えば重イオン核融合反応で合成される確率が大きくなることも予想されている。重元素の核化学では、核が重くなることによる電子の相対論的効果で元素の性質が変化する可能性が言われている。現在、重元素の核化学は１０６番程度まで行われているが、中性子の多い長寿命の核種が合成される必要がある。

中性子過剰核は星の中での元素合成（Ｒ－過程）に関係して重要である。この計画では中性子過剰核の崩壊特性や中性子吸収断面積の測定などが可能になる。また、中性子が多くなる事による核構造の変化、特にエキゾチックな変形状態や新マジック数の発現等も期待されている。

この中性子科学研究計画は平成１９年度の完成を目指している。加速器の入射系・低エネルギー加速部のＲ＆Ｄはすでに進行中である。スポレーションＲＩ利用関連でも、正イ

オンを負イオンに変換する荷電変換装置を作り変換効率の測定に取り掛かっている。また、高放射線場での遠隔操作関係やＲＩ加速上の問題点などの検討をすすめている。

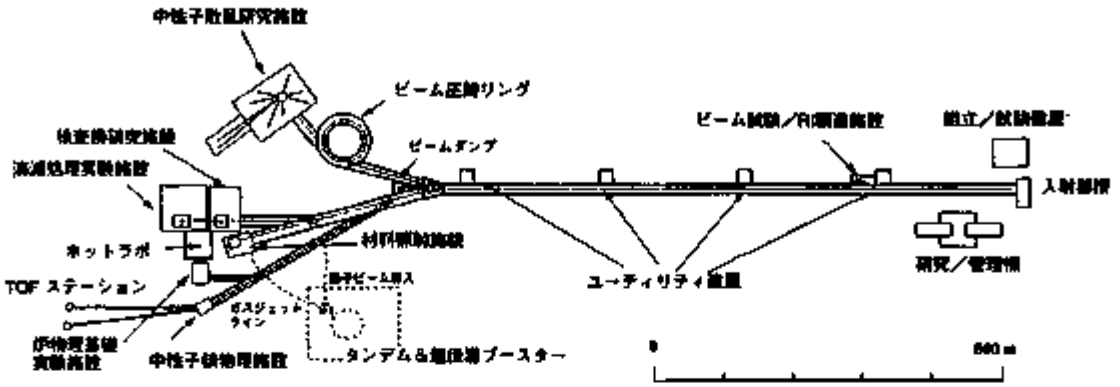
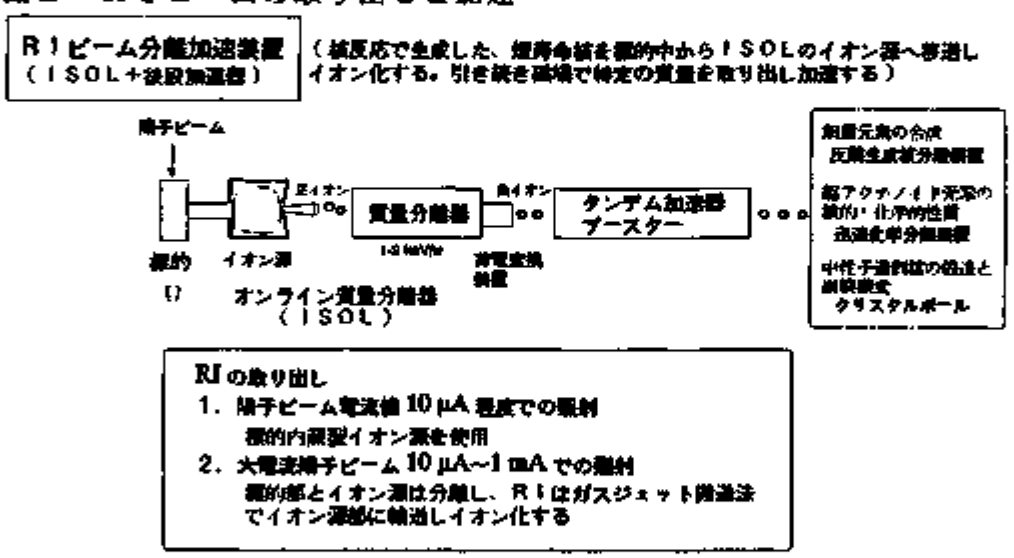


図1　施設配置案

図2　ＲＩビームの取り出しと加速



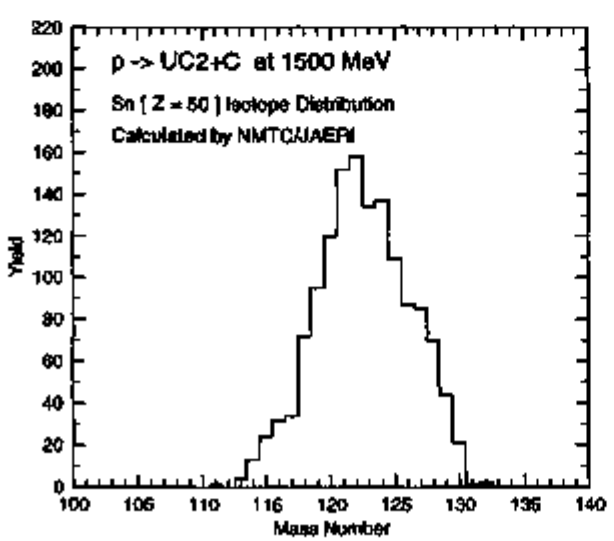


図3　１．５ＧｅＶ陽子ビームで炭化ウランを照射したときのＳｎのアイソトープ分布の計算結果。

「重イオン・フォトン・RIビームによるガンマ線分光」プログラム（案）

日時　：　7月15日（火）・16日（水）
場所　：　日本原子力研究所　東海研究所　研究1棟　第5会議室

July 15, (Tue.)

10:40 - 11:55　座長：草刈 英榮 (千葉大)

棚瀬正和 (原研), 5 min.
はじめに

大島 眞澄 (原研), 30 min.
原研ガンマ線分光計画／^{155}Gd の異常クーロン励起

吉田 忠 (原研), 20 min.
タンデム加速器とタンデムブースター

静間 俊行 (筑波大), 20 min.
Hf-W-Os 領域原子核の核異性体について

11:55 - 13:00　Lunch
13:10 - 14:40　座長：坂田 文彦 (茨城大)

早川 岳人 (原研), 20 min.
^{132}Cs の高スピン状態 及び PEX 実験

菅原 昌彦 (千葉工大), 30 min.
M1 bands in $A \sim 130$ and 80 regions

Jie Meng (理研), 20 min.
The possible mass region for shears bands and chiral doublets

大井 万紀人 (東大大学院総合), 20 min.
Angular Momentum Projection of Tilted Axis Rotaional states

14:50 - 16:20　座長：杉田 道昭 (原研)

大坪 慎一 (九大), 20 min.
Comparision with Tilted Axis Cranking and Particle Rotor Model for Triaxial Nuclei

水鳥 正二郎 (京大), 20 min.
Equilibrium shapes and high-spin properties of the neutron-rich $A \sim 100$ nuclei

吉田 光次 (阪大核物理センタ)・**松尾 正之** (京大基研) , 30 min.
^{192}Hg 超変形核の回転減衰における殻効果・Possibility of Chaotic Rotational Bands - Mass-number dependence of rotional damping effect -

清水 良文 (九大), 20 min.
Vibrational excitations in rotating nuclei by means of Coulomb excitations

16:30 - 18:10　座長：松尾 正之 (京大基研)

佐川 弘幸 (会津大), 40 min.
Electromagnetic Transitions between Spin-Dipole and Gamow-Teller States

橋本 幸夫 (筑波大), 20 min.
Periodic Orbits and TDHF Phase Space Structure

高原 哲士 (東大大学院総合), 20 min.
Study of Superdeformation at zero spin with Skyrme-Hartree-Fock method

（次頁に続く）

間所 秀樹 (九大), 20 min.
General Relativistic Mean Field Theory for Rotating Nuclei

18:30 - バスで東海会館へ移動
18:50 - 20:30 懇親会（東海会館）
20:30 - バスで宿舎／原研に移動

July 16, (Wed.)

9:10 - 10:50　座長：清水 良文 (九大)

大塚 孝治 (東大／理研), 40 min.
Scissors Mode in Nuclei

藤原 守 (阪大核物理センタ), 40 min.
Physics with "Laser-Electron Photons"

鈴木 伸介 (原研・関西研), 20 min.
逆コンプトンガンマ線の発生

11:00 - 12:00　座長：藤原 守 (阪大核物理センタ)

井原 史智 (阪大核物理センタ), 20 min.
Study of spin-isospin states in ^{13}N via (^{3}He,$t\gamma$)

上杉 英二 (秋田大), 20 min.
Spin-alignments in heavy-ion resonances

榎並 憲一 (埼玉大), 20 min.
HFB 解の量子数射影法による原子核構造の解析

12:00 - 13:00　Lunch
13:10 - 14:20　座長：菅原 昌彦 (千葉工大)

田中 武志 (高エネ研・東京田無), 20 min.
High-Spin states of ^{48}Cr

水崎 高浩 (東大), 30 min.
Unified Description of Mid-*pf*-shell Nuclei by Monte Carlo Shell Model Calculation

高見 聡 (新潟大), 20 min.
Exotic Octupole Deformation in Proton-Rich $Z \approx N$ Nuclei

14:30 - 16:00　座長：田嶋 直樹 (東大大学院総合)

御手洗 志郎 (九大), 20 min.
$N = Z$ 近傍核の高スピン状態

中田 仁 (千葉大), 30 min.
$A \sim 60$ 領域核の高スピン状態の構造

岩沢 和男 (筑波大), 20 min.
Cranked HFB Bands for Ge Isotopes

石井 哲朗 (原研), 20 min.
Ni 領域の中性子過剰核の構造

16:10 - 17:40　座長：大島 真澄 (原研)

池添 博 (原研), 30 min.
(仮題) 原研 RI ビーム計画

岸田 隆 (理研)・谷畑 勇夫 (理研) , 30 min.
理研将来計画「ＲＩビームファクトリー」とガンマ線検出器・コメント

篠塚 勉 (東北大学), 30 min.
仙台における原子核分光の現状と将来

（閉会）

国際単位系（SI）と換算表

表1　SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表2　SIと併用される単位

名称	記号
分，時，日	min，h，d
度，分，秒	°，′，″
リットル	l，L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10^{-19}J

1 u=1.66054×10^{-27}kg

表3　固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s^{-1}
力	ニュートン	N	m·kg/s^2
圧力，応力	パスカル	Pa	N/m^2
エネルギー，仕事，熱量	ジュール	J	N·m
工率，放射束	ワット	W	J/s
電気量，電荷	クーロン	C	A·s
電位，電圧，起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメンス	S	A/V
磁束	ウェーバ	Wb	V·s
磁束密度	テスラ	T	Wb/m^2
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	℃	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照度	ルクス	lx	lm/m^2
放射能	ベクレル	Bq	s^{-1}
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表4　SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バーン	b
バール	bar
ガル	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10^{-10}m

1 b=100fm^2=10^{-28}m^2

1 bar=0.1MPa=10^{5}Pa

1 Gal=1cm/s^2=10^{-2}m/s^2

1 Ci=3.7×10^{10}Bq

1 R=2.58×10^{-4}C/kg

1 rad=1cGy=10^{-2}Gy

1 rem=1cSv=10^{-2}Sv

表5　SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10^{18}	エクサ	E
10^{15}	ペタ	P
10^{12}	テラ	T
10^{9}	ギガ	G
10^{6}	メガ	M
10^{3}	キロ	k
10^{2}	ヘクト	h
10^{1}	デカ	da
10^{-1}	デシ	d
10^{-2}	センチ	c
10^{-3}	ミリ	m
10^{-6}	マイクロ	μ
10^{-9}	ナノ	n
10^{-12}	ピコ	p
10^{-15}	フェムト	f
10^{-18}	アト	a

（注）

1．表1－5は「国際単位系」第5版，国際度量衡局 1985年刊行による。ただし，1 eVおよび1 uの値はCODATAの1986年推奨値によった。

2．表4には海里，ノット，アール，ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。

3．barは，JISでは流体の圧力を表わす場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。

4．ECI閣僚理事会指令ではbar，barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換　算　表

力	N(=10^{5}dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度　1 Pa·s(N·s/m^2)=10 P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度　1m^2/s=10^{4}St(ストークス)(cm^2/s)

圧力	MPa(=10bar)	kgf/cm^2	atm	mmHg(Torr)	lbf/in^2(psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10^3	145.038
	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10^{-1}	1.35951×10^{-3}	1.31579×10^{-3}	1	1.93368×10^{-2}
	6.89476×10^{-3}	7.03070×10^{-2}	6.80460×10^{-2}	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10^7 erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10^{-7}	0.238889	9.47813×10^{-4}	0.737562	6.24150×10^{18}
	9.80665	1	2.72407×10^{-6}	2.34270	9.29487×10^{-3}	7.23301	6.12082×10^{19}
	3.6×10^6	3.67098×10^5	1	8.59999×10^2	3412.13	2.65522×10^6	2.24694×10^{25}
	4.18605	0.426858	1.16279×10^{-6}	1	3.96759×10^{-3}	3.08747	2.61272×10^{19}
	1055.06	107.586	2.93072×10^{-4}	252.042	1	778.172	6.58515×10^{21}
	1.35582	0.138255	3.76616×10^{-7}	0.323890	1.28506×10^{-3}	1	8.46233×10^{18}
	1.60218×10^{-19}	1.63377×10^{-20}	4.45050×10^{-26}	3.82743×10^{-20}	1.51857×10^{-22}	1.18171×10^{-19}	1

1 cal= 4.18605J（計量法）

= 4.184J（熱化学）

= 4.1855J（15℃）

= 4.1868J（国際蒸気表）

仕事率　1 PS(仏馬力)

= 75 kgf·m/s

= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10^{-11}
	3.7×10^{10}	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10^{-4}	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

（86年12月26日現在）

「重イオン・フォトン、RIビームによるガンマ線分光」に関するワークショップ論文集

1997年7月15日～7月16日，東海研究所，東海村