

高スピン超変形核における 新しい集団モード 2題

松柳研一

1 はじめに

昨年度の教室発表会で九後さんのコメントを聞いて、私達の研究についてもっと知って貰う必要を感じたので、今年度は話すことを自分から希望しました。研究の実際を良く知り合うことが議論の前提でなければなりません。毎日隣りあわせの部屋で研究していても、この当たり前のことが案外できていないのです。集団運動グループでは有限フェルミ系の集団現象に対する基礎理論から実験に密着した微視的モデルまで幅広い課題に取り組んでいますが、今日は、実験に密着した研究の実例を二つ紹介して、昨年度の議論の焦点となった理論の予言能力について考えたいと思います。

2 3分間で聞く核構造論の歴史

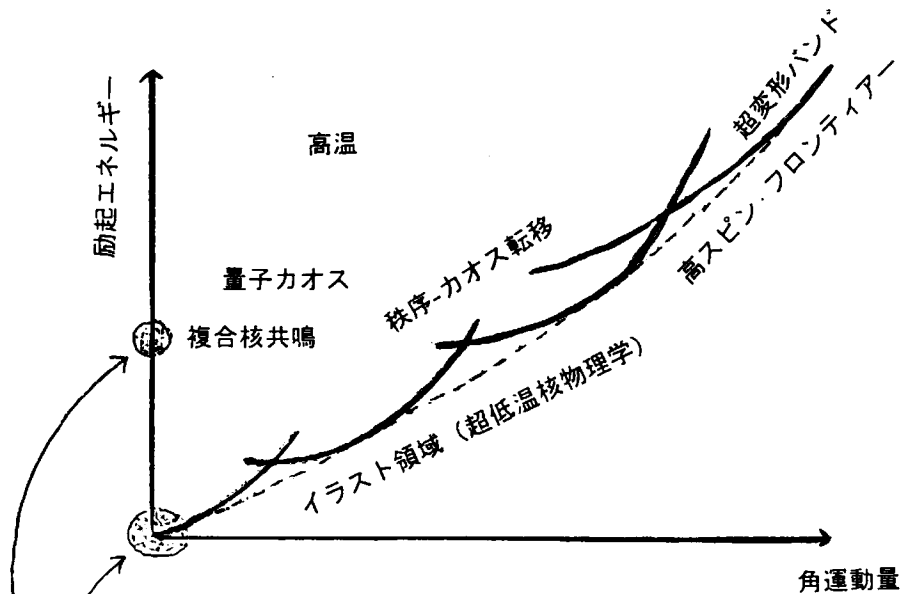
本論に入る前に超特急で核構造論の歴史を振り返っておく必要があります。昨年の教室発表会で九後さんが「原子核は難しくて...分からないんじゃないかと思っている」と言われましたが、実は、昔(1936年)、Fermiらが中性子を使って初めて見た原子核の姿はまさにそのように見えたのです。Niels Bohrは「原子核は複雑で大変難しい多体系」との認識に基づいて複合核モデル(液滴モデル)を提案したのでした。そして、その後、WignerやDysonたちが「複雑で理解不可能」な複合核状態を記述するために「ランダム行列理論」を展開しました。この理論は「ハミルトニアンアンサンブル」という概念を導入した、全く新しいタイプの統計力学であり、現在では「量子カオス」問題、メソスコピック系の輸送現象などで広く使われています。最初に見た「原子核は量子カオスの世界だった」ということは覚えておく価値があります。

ところが1950年代になって、原子核に対する描像は 180° の大転換を遂げます。基底状態近傍では平均場が成立していることが分かり、シェルモデルが導入されて核構造論は大変易しくなりました。この平均場は球対称とは限らず、変形する(球対称性を破った)方が安定な場合があることも分かりました。そして、低励起スペクトルにみられる振動や回転などの集団運動はこの平均場の時間変化として理解できることが分かりました。(このアイデアがBohr-Mottelsonの集団モデルの核心なのに、未だにこれを液滴モデルのように言う人が多いのは困ったことです。古典的液滴とのアナロジーは上に述べた複合核状態には使えますが...)つまり、基底状態近傍での集団運動は古典的液滴の振動や回転とは本質的に異なるものだったのです。こうして、「集団運動の微視的理論」の出発点が築かれました。シェルモデルがあまりにもうまくいったので、「シェルモデルで原理的にはすべて理解できる」という人までいます。しかし、平均場の基底状態からの粒子-空孔励起でつくられるミクロな量子状態の数を計算してみればすぐわかることですが、対角化す

べきハミルトニアン行列の次元数は宇宙の星の数ほど巨大なものになり、この「原理的には」という言葉は「物理的には」何の意味ももちません。

1960年代になるとシェルモデルは更なる変貌をとげます。核子がペアーを組む傾向があることは古くから知られていたことですが、1957年にBCS理論がでると直ちに、その理論形式が取り入れられて、「準粒子シェルモデル」が展開されました。そして、超伝導状態として記述すれば（ j - j 結合の閉殻を除く重い核の）低励起スペクトルを良く記述できることが示されました。

明らかに、シェルモデルと複合核モデルの描像は対立します。それにも拘らず矛盾する二つのモデルが成立している事実をどのように理解すればよいのでしょうか。この問いに今では簡単に答えることができます。超低エネルギーの中性子を捕獲して形成された複合核は高励起状態にあり、核構造は励起エネルギーの増加とともに平均場近似で記述される秩序運動から複雑なカオス運動へと変化するのだと考えればよいのです。



- 最初に見た原子核は「量子カオス」の世界だった
(N. Bohr, 1936)
⇒ ランダム行列理論 (Wigner, Dyson, ..., 1960年代)
- 基底状態近傍では平均場が成立している (1950年代)

図 1: 「3分間で聞く核構造論の歴史」(Talkに使ったトラベンの一部分)

3 高速回転する原子核

1970年代になると重イオン反応の実験が可能となり、核構造物理学は新しいフェーズに入ります。重イオン融合反応によって、高速で回転する熱い原子核を容易につくることができるようになりました。熱い原子核が冷える過程で放出するガンマ線を多重計測する検出器システムがヨーロッパとアメリカで競って建設されました（残念ながら、日本は立ち遅れました）。これらのガンマ線はイラスト領域の核構造に関する豊富な情報をもたらします。こうして、イラスト分光学を武器にして高スピフロンティアが拓かれました。イラストとは「ある角運動量での最低エネルギー状態」のことで、基底状態の概念を回転系に拡張したものと いえます。イラスト領域は高い励起エネルギーの大半を回転運動という秩序運動に使っているため、超低温です。70年代から80年代にかけて、Back-bending現象と呼ばれる慣性モーメントの異常、高速回転に伴う超伝導相から常伝導相への「相転移」、回転バンドの上限に達する「バンド終結現象」など有限フェルミ系に特有な現象が見つかり、これらの研究を通じて核構造モデルは大いに発展しました。平均場とシェルモデルの概念は一般化され、現在では「回転座標系での準粒子シェルモデル」が高スピン状態を分析する「標準モデル」として確立しています。このモデルでは平均場の変形、対凝縮、回転に伴う対称性の破れを取り入れて一般化された1粒子モード（準粒子）と、それらに対する真空としてのイラスト状態の概念が基本的な役割を演じています。球対称ポテンシャルと j - j 結合シェルモデルという狭い意味で「シェルモデル」という言葉を使う人が未だに多いですが、実際には、「シェルモデル」は今日では対称性の破れを取り入れて大いに一般化されていることを是非知って欲しいと思います。

1986年、 ^{152}Dy で超変形状態が発見されました。超変形状態とは長軸と短軸の比が約2:1に巨大変形した原子核の新しい存在形態で、このような巨大変形に伴う見事な回転バンド（角運動量約 $20\hbar \sim 60\hbar$ ）がそれ以来現在までに軽い核から重い核まで広範な領域にわたって250例以上見つかっています。超変形回転バンドは通常、重イオン融合反応によって形成される高スピン・高励起状態として、準位密度の高い複合核状態（ランダム行列理論で記述されるカオス状態）の中に埋め込まれた秩序状態として観測されます。何故そのような状態が複合核状態の海の中で（それらに混じらず）個性を保てるのでしょうか。それは、超変形状態とは変形ポテンシャル・エネルギー曲線の第2極小点にトラップされた状態であり、両者がポテンシャル障壁によって隔てられているからです（図2右上）。¹

4 高スピン超変形核における新しい集団モード（その1）

.....Soft Octupole Vibration 発見までの経緯

超変形状態が発見されたとのニュースを聞いて、私達はこのような巨大変形状態に特有な振動モードの性質を理論的に予測する研究に着手しました。先に述べたように「回転系での準粒子シェルモデル」が高スピン状態を議論するための標準モデルとして確立してい

¹ 私達は超変形シェル構造の形成によって第2極小の出現を説明する理論を展開しています。これについては1998年度の教室発表会で報告しました。

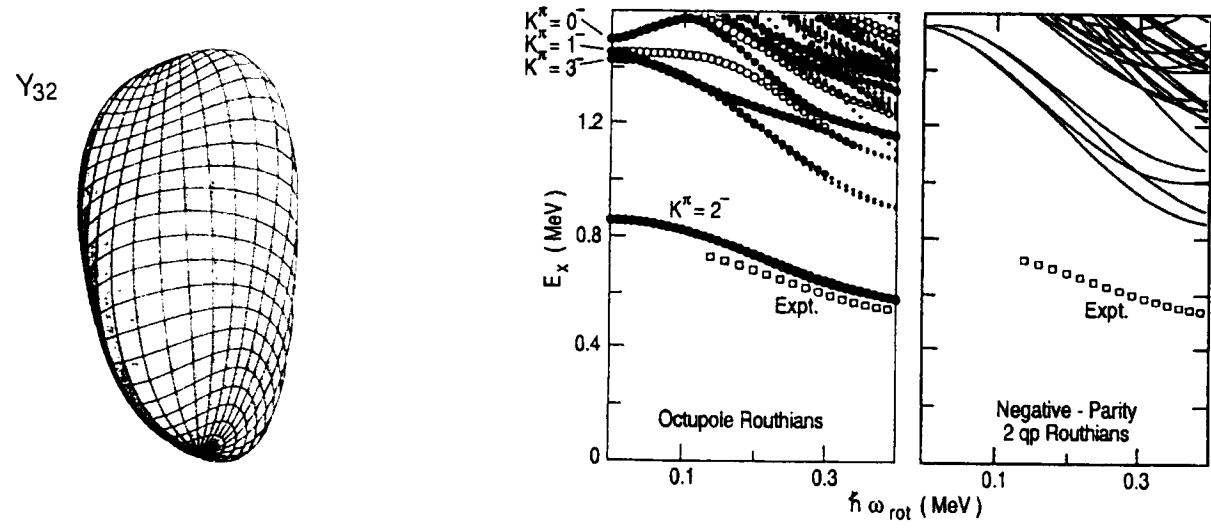
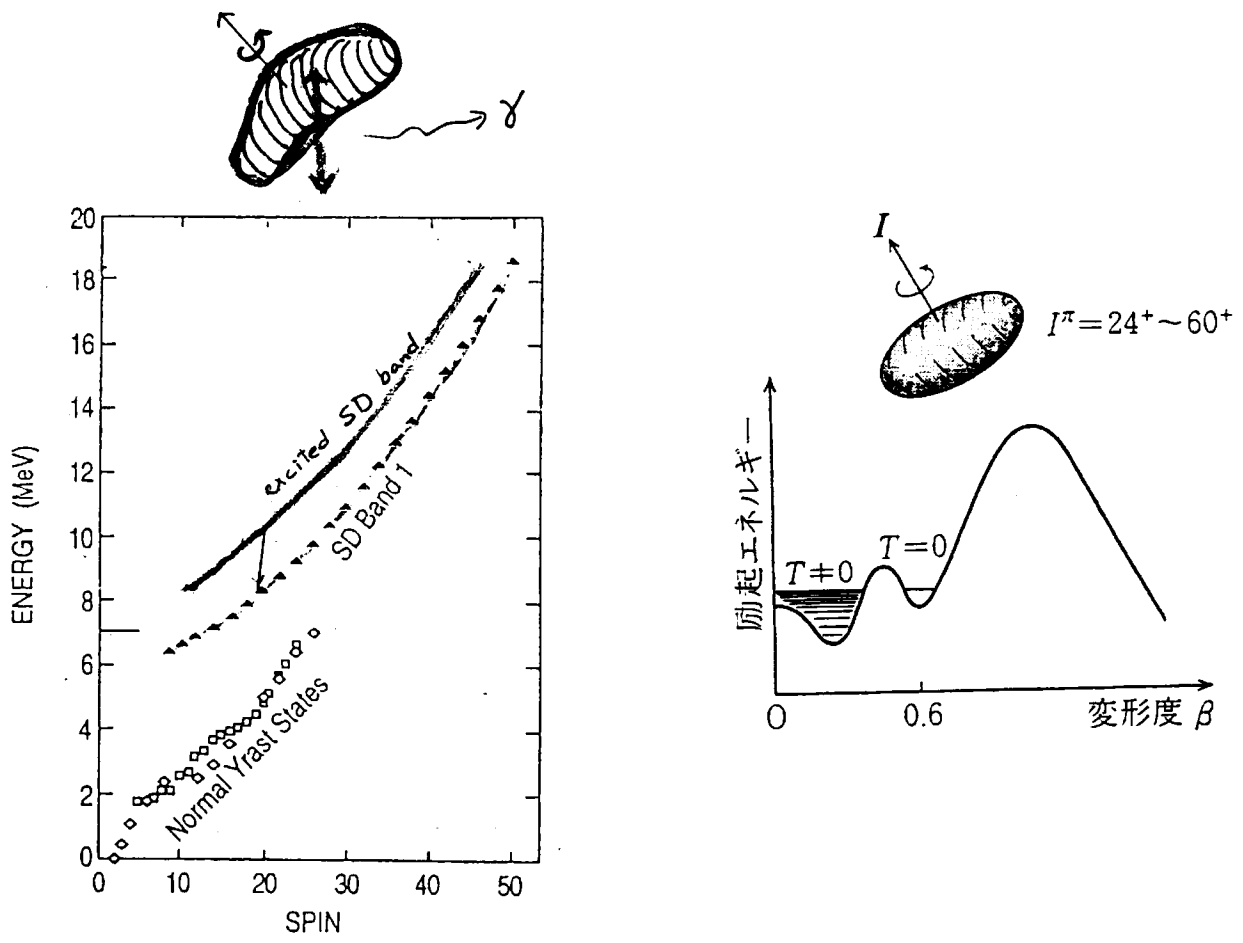


図 2: 左上:「高スピン超変形バンドの上に励起される集団振動モードの探索」(Talk に使ったトラペンの一部分)、右上: 超変形状態は変形エネルギー曲線の第 2 極小にトラップされている。左下: Soft Octupole Vibration の形の一例。右下: ^{194}Hg の超変形状態における Soft Octupole Vibration の励起エネルギーを回転角速度の関数としてプロットしたもの。四角が実験データ (Hackman *et al.*, 1997)。左側が中務 *et al.* の理論計算で、第 1 励起状態が実験と良く合っている。一方、右側が通常回転系準粒子シェルモデルによる計算で、実験と対応する状態が無い。

ましたから、このモデルに基づいてやるべき課題は沢山ありました。それが順序ではありましたが、実験ではヨーロッパとアメリカ・カナダが競っており、そのような仕事は実験グループの近くにいる理論家が直ぐにやるだろうと思われました。そこで、私達のこれまでの蓄積を生かして高スピンでの振動モードの研究を進めることにしたのです。

先に強調しましたが、超低温の原子核におけるソフトモード（小さい振動数でゆっくり運動する振動モード）は平均場の時間変化として記述でき、平均場のシェル構造とペアリング（対相関）に極めて敏感な、有限フェルミ系に特有な集団運動です。そして、シェル構造と対相関は変形とともに変化します。ここまでは良く知られていたことです。この知識に基づいて考えると、超変形核では球形の場合と本質的に異なったシェル構造が形成されているので、この新しい環境の下では既知のモードと違った新しい型の振動モードが現れると期待できます。私達は手始めに簡単な調和振動子型ポテンシャルの場合を分析してみて、超変形核は空間反転対称性と軸対称性を同時に破る8重極型の変形自由度に対して極めてソフトであり、（例えば、バナナのように表面の形が振動する：図2左上）「ソフト8極振動モード」の出現を期待できることが分かりました。更に、清水さんや松崎さんが80年代を通じて通常の高スピン状態での振動モードを研究するために開発してきた「回転系RPA(Random Phase Approximation in the Rotating Frame)」の方法²を拡張し、realisticな数値計算を行って、この予言をより定量的にしました。これらの研究は1990-1993年頃に水鳥さんと中務さんが中心となって遂行しました。³

1995年から1996年にかけて、米国でGammasphere、欧州でEuroballという新しい世代のガンマ線測定器システムが稼動し始め、微弱なガンマ線を同定する分解能(resolving power)が飛躍的に向上しました。こうして、超変形したイラスト状態だけでなく、その上の励起スペクトルが見え始め、これら励起状態の微視的構造は「回転系シェルモデル」の独立粒子励起によってうまく説明できるように見えました。しかし、そのようなことは私達には奇妙に感じられました。通常変形核の第1励起状態は（回転準位を別にして）ベータ振動やガンマ振動と呼ばれるソフトな振動励起だということは良く知られている所です。原子核が高速で回転したり超変形すると、ソフト振動モードは無くなって仕舞うのでしょうか。その可能性はあります。何故なら、高速回転によって超伝導相から常伝導相への「相転移」が起こったり、巨大変形によってシェル構造が大幅に変化すればソフト振動モードの存立基盤が無くなって仕舞い、基底状態近傍で知られた振動モードが消滅しても不思議ではありません。しかし、私達は先に述べたように、高スピン・超変形という新しい環境の下では新しい型のソフト8極振動モードが出現すると予想しました。ちょうどその頃、Argonneの実験グループが超変形¹⁹⁴Hgの励起バンドからイラスト状態への遷移ガンマ線が電気双極(E1)型であることを示唆するデータを得ました。⁴ このデータは回転系シェルモデルの2準粒子励起では解釈困難で、負パリティをもった集団モードの関与を示唆するものでした。この報に勇気づけられ、中務さんが中心になって「回転系RPA」に

² M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 79(1988)836 and references therein.

³ S. Mizutori, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 83(1990)666, 85(1991)559, 86(1991)131; T. Nakatsukasa, S. Mizutori and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 87(1992)607, 89(1993)847.

⁴ G. Hackman, et al., Phys. Rev. Lett. 79(1997)4100 and references therein.

基づく微視的モデルを精密化しつつ系統的な数値計算を遂行しました。そして、Hg 領域の超変形核の励起状態は「ソフト 8 極振動」であるとする説を「Octupole Paradise Scenario」と名づけ、国際会議で中務さんが発表しました。⁵ この微視的モデルは励起状態からの顕著な E1 遷移や励起エネルギーの特徴的な角速度依存性を予言します (図 2 右下)。⁶

私達の説は当時の「2 準粒子励起」による通常の解釈と対立するものでしたが、その後、理論の予想と合致する実験データが増えるにつれて、徐々に受け入れられるようになりました。そして昨年 (2001 年)、¹⁹⁰Hg と ¹⁹⁶Pb において遷移ガンマ線が確かに E1 型であると確認され、この議論に決着がつけました。⁷ 更に、極く最近、¹⁵²Dy でも、これまで性格のはっきりしていなかった励起バンドからの E1 遷移が同定され、このバンドは私達が示唆していたソフト 8 極振動の励起によるものと解釈されるようになりました。⁸

5 高スピン超変形核における新しい集団モード (その 2)

.....Wobbling Motion のパラドックス

「平均場が軸対称性を破ると Wobbling Motion という 3 次元的な回転モードが生じるだろう」と古くから予想されていて、それらしき実験データも多少はあったものの、⁹ もうひとつ clear ではありませんでした。ところが、ごく最近、¹⁶³Lu の高スピン超変形状態で Wobbling モードの特徴を明確に示すたいへん綺麗なデータが出ました。¹⁰ そこで、Wobbling モードとは何か、手短かに説明します。回転運動のハミルトニアンが

$$H = \frac{I_x^2}{2\mathcal{J}_x} + \frac{I_y^2}{2\mathcal{J}_y} + \frac{I_z^2}{2\mathcal{J}_z}, \quad I^2 = I_x^2 + I_y^2 + I_z^2$$

と書けるとします。 (I_x, I_y, I_z) は角運動量演算子の固有座標系の主軸 (x, y, z) に関する成分ですので、 $I_{\pm} = I_y \pm iI_z$ は交換関係

$$[I_-, I_+] = 2I_x \quad (1)$$

に従います (静止座標系に関する場合と符号が逆であることに注意)。角運動量が主として x 軸方向を向いていて、 $I_x \gg I_y, I_z$ の場合には右辺を $2I$ と近似してボソン演算

⁵ T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and Y.R. Shimizu, Phys. Rev. C 53(1996)2213: *Proceedings of the Conference on "Nuclear Structure at the Limits,"* Argonne, 1996. p.111.

⁶ 平均場が変形すると角運動量保存則が破れるため E3 型モードと E1 型モードが混合します。更に、回転系でのコリオリ力によって K 量子数の混合が起こります。このため、Soft Octupole Vibration の微視的構造は角速度の増大につれて変化します。また、この変化の仕方はアイソトープによって異なります。E1 遷移ガンマ線の性質を調べれば、これら微視的過程に関する情報を得ることができます。今日は残念ながら Soft Octupole Vibration の微視的構造に立ち入る時間がありません。

⁷ A. Korichi, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86(2001)2746; D. Roßbach *et al.*, Phys. Lett. B 513(2001)9.

⁸ T. Nakatsukasa, K. Matsuyanagi, S. Mizutori and W. Nazarewicz, Phys. Lett. B 343(1995)19; T. Lauritsen, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 89(2002)282501.

⁹ A. Bohr and B.R. Mottelson, *Nuclear Structure* (Benjamin,1975), Vol.II: Y.R. Shimizu and M. Matsuzaki, Nucl. Phys. A 588(1995)559.

¹⁰ S.W. Odegård *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86(2001)5866.

子 $b = I_-/\sqrt{2I}$, $b^\dagger = I_+/\sqrt{2I}$ を導入できます。ハミルトニアンはこれらの2次形式で与えられているので、ユニタリー変換 $B^\dagger = xb^\dagger - yb$ で対角化でき、

$$H = \frac{I^2}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega(B^\dagger B + \frac{1}{2}) \quad (2)$$

となります。ボソン (B^\dagger, B) が Wobbling モードの生成・消滅演算子で、角運動量ベクトル I の (I_y, I_z) 成分の振動を表します。その振動数は

$$\hbar\omega = I\sqrt{(\frac{1}{\mathcal{J}_y} - \frac{1}{\mathcal{J}_x})(\frac{1}{\mathcal{J}_z} - \frac{1}{\mathcal{J}_x})} \quad (3)$$

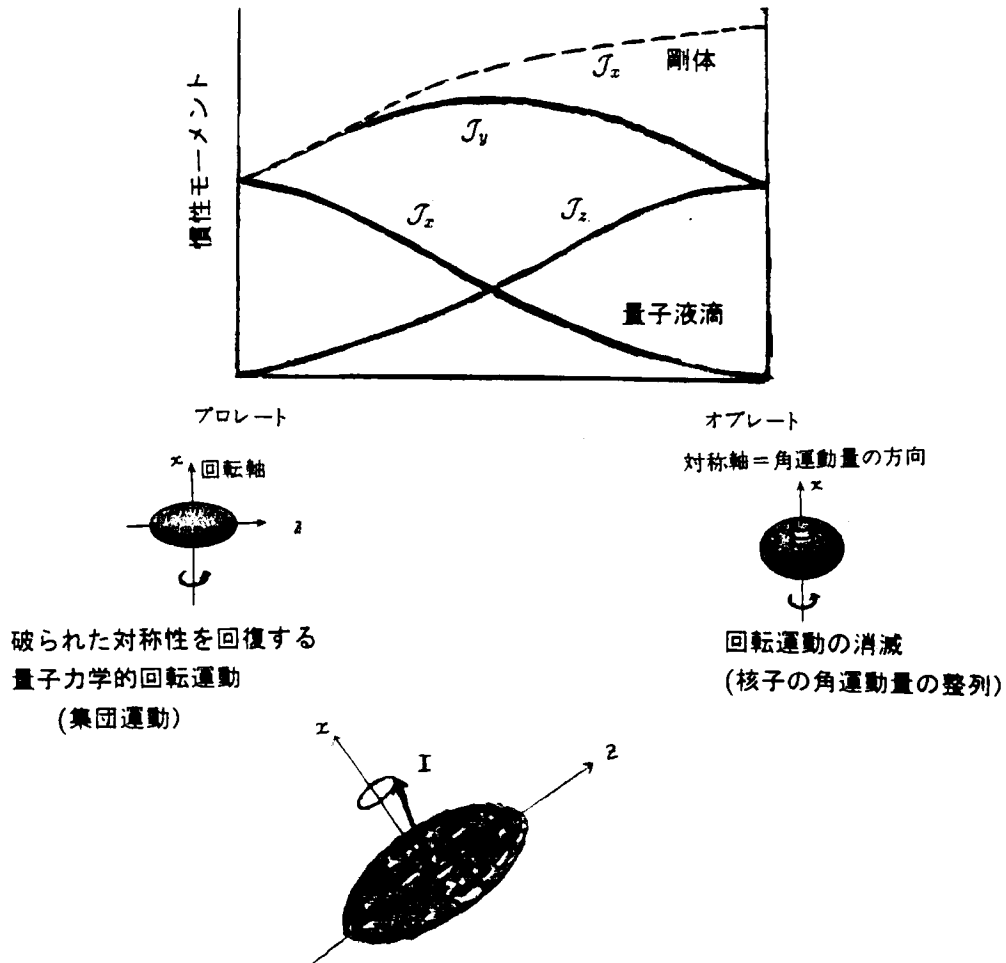


図 3: 「Wobbling Motion のパラドックス」 (Talk に使ったトラペンの一部分)

イラスト・スペクトルは角運動量の大きさ I と励起した Wobbling モードの数 n を用いて

$$E(n, I) = \frac{I(I+1)}{2\mathcal{J}_x} + \hbar\omega(n + \frac{1}{2}) \quad (4)$$

と表せます。このモードが存在するためには、明らかに、慣性モーメントの各成分の間に不等式 $\mathcal{J}_x \geq \mathcal{J}_y$, \mathcal{J}_x が成立しなければなりません、問題はここにあります。

図 3 は原子核を剛体とみなした場合と渦なし流体とみなした場合の慣性モーメントを非軸対称変形パラメタ γ の関数としてプロットしたものです。この図の左端 ($\gamma = 0$) は z 軸に関して軸対称なプロレート変形、右端 ($\gamma = 60^\circ$) は x 軸に関して軸対称なオブレート変形、これらの中間領域が非軸対称変形を表し、Wobbling モードが見つかった ^{163}Lu の超変形状態は $\gamma \approx 20^\circ$ と考えられています。明らかに、渦なし流体の慣性モーメントでは $\mathcal{J}_y \geq \mathcal{J}_x$ なので、Wobbling 振動数は虚数になってしまい、Wobbling モードは存在できないことになってしまいます。他方、剛体の慣性モーメントはこの不等式を満足しますが、原理的な矛盾を抱えています。つまり、オブレートの極限では対称軸と角運動量の方向が一致しますが、「その極限では回転運動は消滅する (x 軸に関する慣性モーメントはゼロになるべし)」という量子力学の基礎的な概念と矛盾しているのです。このパラドックスをいかに解くか？ 私達は「Coriolis 力により核子の角運動量が回転軸方向に整列するため高スピン状態ではイラスト状態の内部構造（準粒子に対する真空）が変化している筈で、その結果、慣性モーメントの性質は渦なし流体とか剛体とかの巨視的性質とは著しく異なるであろう」と考えました。そして、「回転系での準粒子 RPA モデル」に基づいてこの微視的効果を取り込むと、確かに \mathcal{J}_x が増大し \mathcal{J}_y や \mathcal{J}_z より大きくなることを示しました。¹¹ 現在、Wobbling モードに関する新しい実験データが続々と得られつつあり、私達はこれらの実験と連携して問題の解明に鋭意取り組んでいるところです。

6 おわりに

実験と理論が絡み合っ原子核に対する描像を豊かにしてきた最近の実例として、高スピン超変形核における Soft Octupole Vibrations と Wobbling Modes の発見について述べました。また、これらの研究テーマを核構造論の歴史のなかに位置づけて話すよう心がけました。新しい実験データが得られ、これまで見えなかったものが見えるようになると、理論の予言が検証されるとともに新しい知的にチャレンジングな問題が浮かび上がってきます。このような実験と理論の世界的なネットワークの中で、私達は仕事を続けています。¹²

¹¹ M. Matsuzaki, Y.R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Phys. Rev. C 65(2002)041303(R).

¹² これは物理の通常の姿で、改めて強調するようなことではないのですが、日本の素粒子論グループではこの常識が通じないときもあります。