

# 大振幅集団運動の微視的理論の歴史と未解決問題

松柳研一<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> 理化学研究所仁科加速器研究センター <sup>2</sup> 京都大学基礎物理学研究所

## 1. はじめに

量子多体系の存在と振舞いはすべて集団現象である、と言っても過言ではないでしょう。大振幅の集団現象とは、この量子系の平衡状態から遠く離れた非平衡状態にまで達する大きな量子ゆらぎが本質的な役割を果たしている現象であり、量子相転移点近傍をはじめ広範な量子系に普遍的にみられます。原子核で古くから知られている自発核分裂は超低温の極限（絶対温度ゼロ）における大振幅集団運動の典型です。自発核分裂現象自体はよく知られています。しかし、この現象は核子集団が自発的に生み出す驚くべき非平衡・非線形現象であり、また、「巨視的量子現象」ともいえるという認識は（現在のところ、残念ながら）広く共有されていると言えません。自発核分裂のダイナミクスを核子の自由度から出発して微視的に記述しようとするのは、極めて困難でチャレンジングな課題だと思います。

最近話題になっている原子核間ポテンシャル障壁以下での重イオン融合反応は超低温での核分裂の逆過程とも言え、この微視的ダイナミクスも極めてチャレンジングな課題です。誘起核分裂のように、超低温から有限温度の状況に移行するにつれて、大振幅集団運動に対する散逸の効果が重要になってきます。散逸の起源を量子多体論として微視的に解明することも原子核理論の重要な未解決問題として残されています。これらの課題については本研究会で萩野氏、阿部氏、岩本氏のレビュー講演が予定されているので、この講演では、超低温の原子核における大振幅集団運動の典型例として、最近の実験で続々と発見されている多様な変形共存現象を中心に、大振幅集団運動の微視的理論の基本概念と現在までの到達点および未解決問題をレビューします。更に、高速回転する超低温状態（イラスト線近傍の励起状態）も含めて、大振幅集団運動理論の適用が待たれている大振幅集団現象の具体例についても触れる予定です。

絶対温度ゼロの超低温状態にある原子核における低励起集団励起モードは有限量子多体系としての原子核に特有な様相を呈します。球対称性を自発的に破る4重極変形した平均場がまさに形成されようとする量子相転移の転移領域にある原子核の低励起スペクトルやオブレート変形とプロレート変形が共存し、二つの平衡点にまたがる大きな変形揺らぎが起こっている原子核の低励起スペクトルはその典型としてよく知られています。これらの集団励起モードの本質を理解するためには大振幅集団運動を記述できる微視的理論を構築することが不可欠です。量子多体理論としてしっかりとした基礎をもち、かつ、現実の実験データの分析、実験への予言能力をもった実用的な理論が求められています。そのような基礎的かつ実用的な微視的理論を構築するという目標に向かって様々な新しい概念が

提案され、これまでに着実な進展がありました。しかし、その目標は未だ達成されておらず、原子核構造物理学における極めてチャレンジングな研究分野として残されています。

ごく最近、ある雑誌 (Journal of Physics G) が Open problems in nuclear structure theory に焦点を合わせた特集号を企画し、私達は大振幅集団運動の未解決問題について簡単なレビューを寄稿しました [1]。今日はその要点を紹介したいと思います。{ この小文では講演で特に強調した点のみをやや散文的にまとめました。参考文献もほんの少ししか引用していません。レビュー論文に少し加筆した日本語版を私のホームページ [2] に公開していますので、文献を含めて詳しくはそちらをご覧ください。 }

## 2. 時間依存平均場の集団量子化

よく知られているように、Bohr-Mottelson は「時間変化する平均場」の概念を基本にして原子核の集団運動と 1 粒子運動を統一的に理解する道をひらきました。そのアイデアを微視的に定式化するのに適した時間依存 Hartree-Fock (TDHF) 理論は formal theory としては古くから知られており、また、現実的な数値計算も 1970 年代に始まりましたが [3]、その当時は色々な制約があり、対称性の制限を課さずに現実的な密度汎関数を用いて数値計算することが可能になったのはごく最近のことです。しかし、超低温の核構造ダイナミクスを議論するためには TDHF では不十分です。低励起集団モードの発現には対相関（超流動性）が本質的な役割を果たしているからです。対相関を取り入れ一般化された平均場である HF-Bogoliubov 場の時間発展を記述する必要があります。時間依存 HF-Bogoliubov (TDHFB) 理論も formal theory としてはよく知られていますが、現実的な数値計算はこれまでほとんど不可能でした。数値計算が膨大になるだけでなく、実は、粒子数保存則に関するゲージ不変性など概念的な問題が残されていました。しかし、ごく最近、これらの困難を突破する道が開かれました（橋本氏と江幡氏の講演参照）。

TDHFB は集団現象を理解するための基本的なアプローチです。しかし、困難な数値計算上の問題を克服したとしても、解決すべき基礎的な問題がまだ残っています。ごく最近、上に紹介したレビュー論文を読んだ英国のポスドクの方から「なぜ TDHF や TDHFB の数値計算だけでは低励起状態を記述できないのか」という質問を貰いました。この点は既に分かっていることなのでレビュー論文では詳しく説明しませんでした。この点には言えないようです。TDHF も TDHFB も平均場の時間発展を決める運動方程式は大次元の古典ハミルトン方程式と等価なので自発核分裂の量子トンネル現象も低励起状態の量子スペクトルも記述できません。実は TDHF や TDHFB 状態は一般化されたコーヒーレント状態に他ならないので、これらを正準形式で定式化し、正準量子化することによってボソン多体系にマッピングできることが分かっています。このボソン多体系をもととの有限フェルミオン多体系と 1:1 対応させることもできます (図 1-3)。このように formal theory としては美しい数学的定式化ができていますが、このままでは使い物になりません。現実の集団現象を記述するためには平均場の時間発展を司る少数の集団変数を導入する必要があります。実際、集団変数を物理的考察に基づいて導入する現象論的アプローチは核構造論でこれまで主導的な役割を果たしてきたし、大きな成果を挙げてきました。なによりも、実験で観測される低励起スペクトルが美しい規則的パターンを

示していることが、集団変数の存在を示しています。では、適切な集団変数をどのようにして理論的に導出するか。そして、これらの集団変数をいかにして量子化するか。これらの課題に答えを見出すべく大振幅集団運動の微視的理論への挑戦が始まったのは1970年代後半でした(図4)。

### 3. 準粒子RPA, ボソン展開と生成座標法

よく知られている通り、TDHFBの小振幅近似が準粒子RPA(QRPA)です。原子核のような有限量子系では様々な個性をもった1粒子波動関数から励起モードが生成されるので実に多様な集団励起モードが出現しますが、これらの微視的構造を系のダイナミクスに基づいて決定できることがQRPAの大きな利点です。また、平均場近似で破られた対称性を回復するAnderson-Nambu-Goldstoneモードを分離できて、それらの集団質量を計算できる点も重要です。こうして、QRPAによって平均場が破った対称性を(近似の範囲内でコンシステントに)回復できます。QRPAや(対相関を無視した)RPAは多様な巨大共鳴に適用され成功しています。

一方、低エネルギー励起で主要な役割を演じている低振動数の4重極集団モードは非調和(非線形)効果が強いため、これらの記述にはQRPAを越える必要があります。そこで、QRPAをゼロ次近似として高次効果をQRPAボソンの級数展開のかたちで取り入れるボソン展開法が開発され、大きな成果を挙げてきました[4, 5]。しかし、ボソン展開ではボソン(集団座標と集団運動量)の内部構造(微視的構造)がHFB平衡点で決定されているため、集団変数の内部構造までも変化する(核分裂のような)大振幅集団運動には適用できません。集団変数を非摂動的に取り扱える理論の構築が求められる所以です。

大振幅集団運動の微視的理論として生成座標法(GCM)が古くから良く知られており、実際、広く用いられてきました(大西氏のレビュー講演参照)。GCMは実用的で便利な方法ですが、次のような問題が残っていると思います。まず、離散化と連続極限の問題です。生成座標は連続変数ですが数値計算では離散化します。離散化の連続極限は一般には収束しないので、最適な離散化を見つけなければなりません。しかし、何が最適かは経験的に決められており、その理論的基礎づけが不十分だと思います。それから、通常は生成座標を実数としていますが、一般には複素数にする必要があるのでは、という問題が残されています。複素数にしないと重心運動に対する正しい集団質量が得られないことが証明されているからです。更に、「どのようにして最適な生成座標を見つけるか」という基礎的な問題があります。1970年代にHolzwarthとYukawaが生成座標そのものも変分の対象として最適な集団径路(collective path)を決めようと試み、この仕事が大振幅集団運動の微視的理論を構築しようとする機運を刺激しました[6](図5)。

### 4. Adiabatic TDHF と Self-consistent collective coordinate

TDHF描像に基づいて集団変数を導入し、Adiabatic TDHF(ATDHF)理論を構築しようという試みは1970年代後半から始まりましたが、それは挫折の歴史でもあります[7, 8]。一口にATDHFと言っても二つの流儀があります—集団運動が断熱的と仮定し、集団運

動量に関して冪展開する点では共通ですが (図 6 右側) . Baranger-Veneroni のアプローチ [9] が最も有名ですが実は最適な集団座標, 集団運動量を微視的に導出する論理もっていません. 現実の低励起スペクトルに適用された事例もないと思います (この理論に基づいて集団運動の慣性関数を計算していないという意味で) . Villars のアプローチ [10] は集団変数の微視的構造も自己無撞着に決めようとしたという意味で Baranger-Veneroni より野心的です. しかし, 集団運動量に関する 1 次までの近似では集団経路がユニークに決まらないという困難に遭遇しました.

1980 年に丸森らによって提案された Self-consistent collective coordinate (SCC) 法は断熱近似を仮定せず, 集団ハミルトニアンを微視的かつ自己無撞着に導出しようという大変野心的な試みです [11]. この研究の中で「集団運動とは何か」という問いに関する全く新しい概念が得られました. それは集団座標の概念自体の革新です. 集団運動理論の目標は多次元 TDHFB 空間の中に埋め込まれ, 他の自由度と近似的に decouple した集団多様体 (集団超曲面) を抽出することである—客観的に実在するのはこの多様体であって, 集団座標はこの多様体上に局所的に張られる便宜上のものにすぎない, という認識です (図 7). SCC 法は非調和ガンマ振動 [12] や 4 重極変形への量子相転移現象 [13] に適用され, その有効性が確かめられました. これらの仕事では QRPA から出発して非線形効果を (集団振動の) 振幅展開というかたちで取り込みました (図 6 左側) . この解法は非線形振動の取り扱いに適していますが, 核分裂のような大振幅の集団現象には使えません. そのような状況も取り扱える新しい解法が求められていましたが 2000 年に松尾氏と中務氏が中心となってその目的にかなう解法が開発されました [14]. それは SCC 法を基礎にしつつ ATDHFB の成果も継承するアプローチで Adiabatic SCC (ASCC) 法と名付けられました (図 8).

## 5. ASCC と local QRPA

大振幅集団運動の微視的理論の目標は集団座標と集団運動量を微視的・非摂動的・自己無撞着に決定し, 量子的集団ハミルトニアンと集団シュレーディンガー方程式を導出することです. この際, 小振幅の極限で QRPA に帰着するように理論を構築することが望まれます. ASCC 法はこれらの要請を満たしています. その基本方程式は平衡点での HFB と QRPA を時間変化する平均場に付随する動的座標系に拡張したものとみなせます. ASCC 法とその実用的近似法としてごく最近開発した local QRPA 法については日野原君と佐藤君の講演で紹介されますので, ここではその意義について少しかコメントしておきたいと思っています.

- この新しい理論は超伝導状態の平衡点まわりの小振幅振動に対する QRPA をあらゆる非平衡点に拡張することによって非線形・大振幅の集団運動を微視的かつ自己無撞着に記述できる枠組みになっています. 量子相転移点近傍, 自発核分裂, 障壁以下の重イオン融合反応をはじめ物理学の広範な分野での大振幅集団運動への適用が期待されます.
- 大振幅集団運動は化学反応などでも普遍的ですが, 原子核の場合には反応の多次元ポテンシャルエネルギー曲面の性質だけでなく, 集団運動の運動エネルギーを規定

する集団質量（慣性関数）を微視的に導出しなければなりません。この課題に対してはこれまで断熱摂動近似に基づくクランキング公式が用いられてきましたが、この場合、実験データが示唆する集団質量の値よりかなり小さい値しか出せないこと、時間的に変動する平均場によって誘起された（時間反転対称性を破る）time-odd項が無視されており自己無撞着性を破ってしまうなどの深刻な問題を抱えていました。ASCC法によってこの困難を解決することが出来ます。それだけでなく、集団質量（慣性関数）を決定する微視的ダイナミクスに対する理解を深めることが出来ます。

- ASCC法は粒子数保存則に関するゲージ不変性を満たすように定式化されています。したがって、具体的な数値計算においてはゲージ固定が必要となり、これをちゃんとやらないと数値計算が収束しません。
- TDHFB空間に埋め込まれた（4重極集団運動に対応する）集団多様体を $(\beta, \gamma)$ 変形空間にマッピングすることによりBohr-Mottelson集団ハミルトニアンを微視的に導出することが出来ます。最近、Bohrハミルトニアンと称して、5次元調和振動子に対するシュレーディンガー方程式におけるポテンシャルエネルギーだけを一般化し、運動エネルギー演算子はこれをそのまま使っている（6個の慣性関数をすべて同じ定数とする）論文が実に多いですが、4重極集団ダイナミクスにそのような近似は正当化出来ないと思います。

## 6. これからの課題

今後ぜひやりたいと思っている課題をいくつか列挙します。

- 現代的な密度汎関数（あるいは任意の有効相互作用）から出発して5次元(Bohr-Mottelson)集団ハミルトニアンを微視的かつ自己無撞着に導出すること。そして、オブレート-プロレート変形共存現象など多彩な4重極変形ダイナミクスを系統的に分析すること。
- 大振幅集団運動の微視的理論の自発核分裂への適用、特に、核分裂経路の決定と経路上での集団質量（慣性質量）の微視的かつ自己無撞着な計算。
- 高スピン状態での大振幅集団現象、例えば、超変形状態から通常変形状態への巨視的トンネル崩壊、大振幅のWobblingモードおよびカイラル振動の記述、空間反転対称性が弱く破れた量子相転移領域での大振幅振動など。

この他にも多くの興味深くやりがいのある研究テーマが若手の挑戦を待ち受けています。

## 参考文献

- [1] K. Matsuyanagi, M. Matsuo, T. Nakatsukasa, N. Hinohara and K. Sato, Special issue on “Open problems in nuclear structure theory”, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 (2010), 064018. (arXiv:1001.2956)
- [2] <http://www2.yukawa.kyoto-u.ac.jp/~kenmat/index-j.html>
- [3] J.W. Negele, Rev. Mod. Phys. 54 (1982), 913.
- [4] A. Klein and E.R. Marshalek, Rev. Mod. Phys. 63 (1991), 375.
- [5] H. Sakamoto and T. Kishimoto, Nucl. Phys. A 528 (1988), 73.
- [6] G. Holzwarth and T. Yukawa, Nucl. Phys. A 219 (1974), 125.
- [7] Felix M.H. Villars, Prog. Theor. Phys. Suppl. 74/75 (1983), 184.
- [8] G. Do Dang, A. Klein and N.R. Walet, Phys. Rep. 335 (2001), 93.
- [9] M. Baranger and M. Vénéroni, Ann. Phys. 114 (1978), 123.
- [10] F. Villars, Nucl. Phys. A 285 (1977), 269.
- [11] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. 64 (1980), 1294.
- [12] M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 74 (1985), 1227; 76 (1986), 93; 78 (1987), 591.
- [13] K. Yamada, Prog. Theor. Phys. 89 (1993), 995.
- [14] M. Matsuo, T. Nakatsukasa and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 103 (2000), 959.

## ボソン・コヒーレント状態

$$\begin{aligned}
 |z\rangle &= e^{z(t)b^\dagger - z(t)^*b} |0\rangle \\
 &= e^{i(p(t)\hat{Q} - q(t)\hat{P})} |0\rangle
 \end{aligned}$$

$$z(t) = z(0)e^{-i\omega t}$$

$$\hat{Q} = \frac{1}{\sqrt{2}}(b^\dagger + b), \quad \hat{P} = \frac{i}{\sqrt{2}}(b^\dagger - b)$$

$$q(t) = \langle z(t) | \hat{Q} | z(t) \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(z^*(t) + z(t)),$$

$$p(t) = \langle z(t) | \hat{P} | z(t) \rangle = \frac{i}{\sqrt{2}}(z^*(t) - z(t))$$

★ このような大局的な演算子  $\hat{Q}, \hat{P}$  が存在するのはボソン系の特徴  
フェルミオン多体系では一般には存在しない

図 1:

時間依存HFB (TDHFB)状態 = 一般化されたコヒーレント状態

$$|\phi(t)\rangle = e^{i\hat{G}(t)} |\phi(t=0)\rangle$$

$$\hat{G}(t) = \sum_{ij} (g_{ij}(t)a_i^\dagger a_j^\dagger + g_{ij}^*(t)a_j a_i)$$

時間依存変分原理

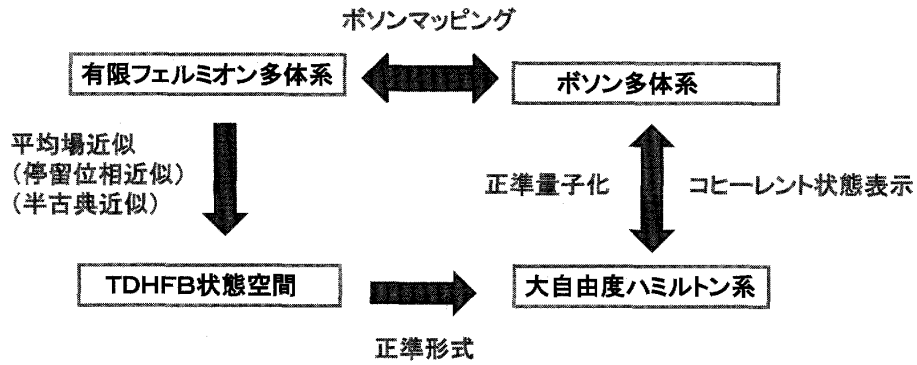
$$\delta \langle \phi(t) | i \frac{\partial}{\partial t} - H | \phi(t) \rangle = 0$$

$$|\phi(t=0)\rangle = |\phi_0\rangle \quad a_i(t) = e^{i\hat{G}(t)} a_i e^{-i\hat{G}(t)}$$

$$a_i |\phi_0\rangle = 0 \quad a_i(t) |\phi(t)\rangle = 0$$

図 2:

全ヒルベルト空間に対する理論



コメント



現実の集団現象を記述するためには  
集団部分空間に対する理論の構築が求められる

図 3:

**大振幅集団運動の微視的理論の歴史**

1960	準粒子RPA (qRPA) (丸森, Baranger, Arvieu-Veneroni)
1962-1964	ボソン展開 (Belyaev-Zelevinsky, 丸森-山村-徳永)
1966	生成座標法の具体化 (大西-吉田)
1972	Skyrme-Hartree-Fock (Vautherin-Brink)
1970-1980年代	TDHF法の発展と広汎な適用 (Bonche-Koonin-Negele, et al.) ボソン展開法の発展と広汎な適用 (岸本-田村-坂本)
1976-1978	大振幅集団運動理論への試み (Rowe-Basserman, Villars, 丸森, Baranger-Veneroni, Goeke-Reinhard, et al.)
1980	SCC法 (丸森-益川-坂田-栗山)
1985-1987	準粒子SCC法と非調和振動への適用 (松尾, 山田, et al.)
1991	Generalized Valley Theory (Klein-Walet-Dang)
2000	断熱的SCC法 (松尾-中務) (これ以降の発展については日野原くん佐藤くんのTalks)

図 4:



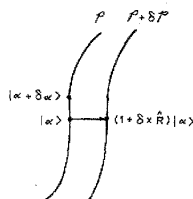
生成座標法(GCM)は有用な方法であるが、  
なぜ生成座標法(GCM)では満足できないのか

$$|\psi\rangle = \int_{\mathcal{P}} F(\alpha)|\alpha\rangle d\alpha.$$

▲ 離散化と連続極限の問題

▲ 生成座標を複素数にしないでよいか

▲ どのようにして最適な生成座標を見つけるか



CHOICE OF THE CONSTRAINING OPERATOR IN THE CONSTRAINED HARTREE-FOCK METHOD

G. HOLZWARTH† and T. YUKAWA  
*Nuclear Physics A219 (1974) 125.*

To determine the path  $\mathcal{P}$  and the unknown weight function  $F(\alpha)$  along the path in the ansatz (2) we consider variations of  $|\psi\rangle$  with respect to both  $\mathcal{P}$  and  $F$ :

$$|\delta\psi\rangle = \int_{\mathcal{P} + \delta\mathcal{P}} (F(\alpha) + \delta F(\alpha))|\alpha\rangle d\alpha - \int_{\mathcal{P}} F(\alpha)|\alpha\rangle d\alpha.$$

図 5:

**QRPAの利点を保ちながら小振幅近似を越えたい**

$$|\phi(t)\rangle \Rightarrow |\phi(\eta, \eta^*)\rangle = e^{i\hat{G}(\eta, \eta^*)}|\phi_0\rangle \quad |\phi(t)\rangle \Rightarrow |\phi(q, p)\rangle = e^{i\hat{G}(q, p)}|\phi_0\rangle$$

Self-consistent Collective Coordinate (SCC)

$$\hat{G}(\eta, \eta^*) = \sum_{mn} \hat{G}_{mn}(\eta^*)^m \eta^n$$

$$\delta\langle\phi(\eta, \eta^*)|i\frac{\partial}{\partial t} - H|\phi(\eta, \eta^*)\rangle = 0.$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \dot{\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} + \dot{\eta}^* \frac{\partial}{\partial \eta^*}$$

Adiabatic TDHFB (ATDHFB)

$$|\phi(q, p)\rangle = e^{ip\hat{Q}(q)}|\phi(q)\rangle$$

$$|\phi(q + \delta q)\rangle = (1 - i\delta q \hat{P}(q))|\phi(q)\rangle$$

$$\delta\langle\phi(q, p)|i\frac{\partial}{\partial t} - H|\phi(q, p)\rangle = 0.$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \dot{q} \frac{\partial}{\partial q} + \dot{p} \frac{\partial}{\partial p}$$

$$\frac{1}{M(q)} = \langle\phi(q)|[[H, i\hat{Q}(q)], i\hat{Q}(q)]|\phi(q)\rangle$$

図 6:

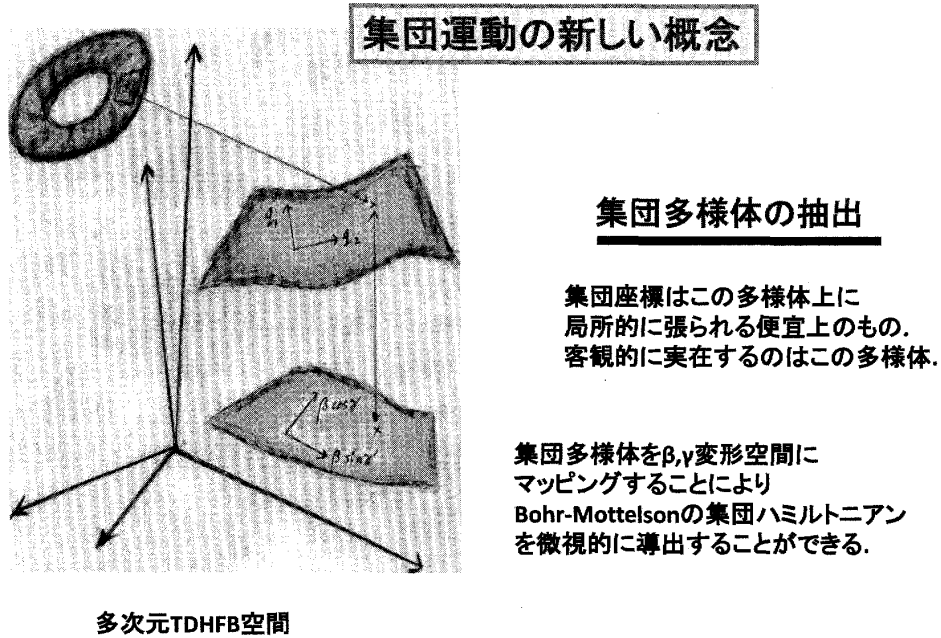


図 7:

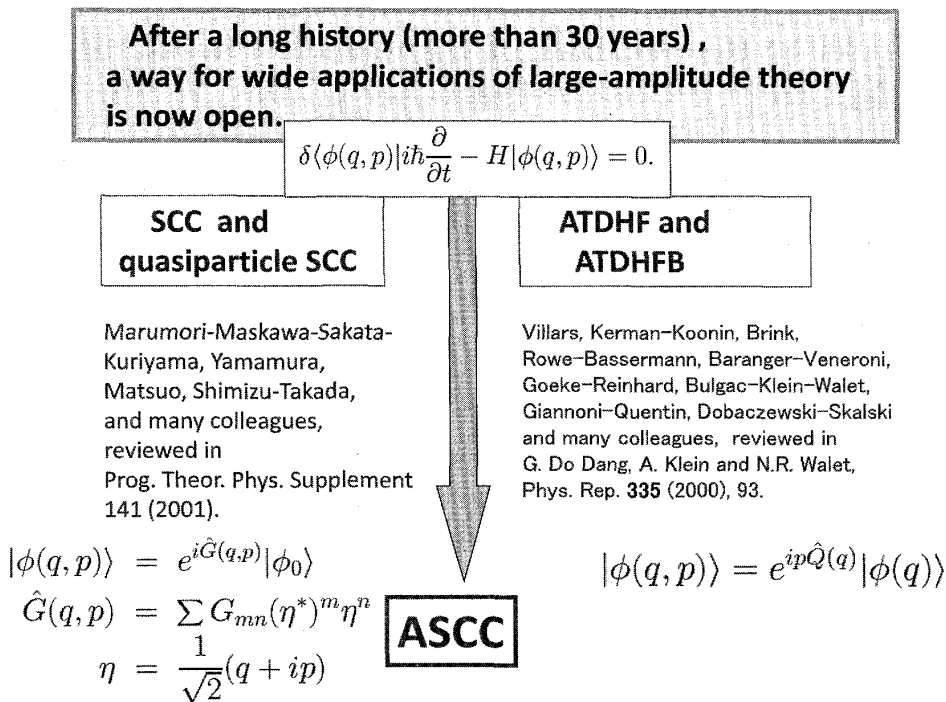
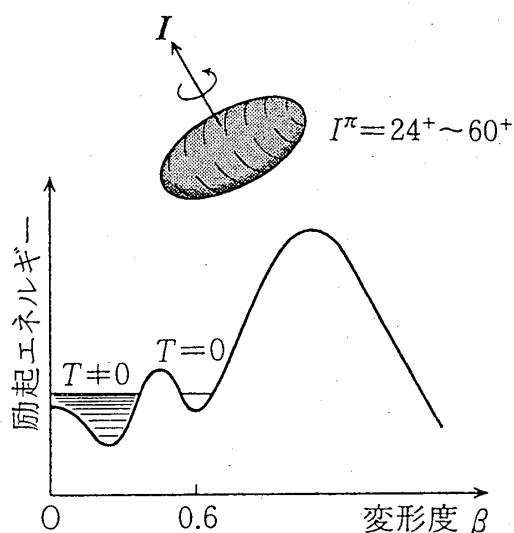


図 8:

## 原子核における変形共存現象と大振幅集団運動

京都大学大学院理学研究科 松柳研一

1. 平均自由行程が系の空間的サイズより長い有限量子系をメソスコピック系と言うことにすれば、基底状態近傍の（より一般的に言えば、イラスト線近傍の）超低温状態にある原子核はメソスコピック系である。そこでは平均場描像が成り立っており、フェルミオン（核子）の一粒子運動に対する量子シェル効果が本質的な役割を演じている。シェル効果が劇的に現れる現象として、近年注目されているのは超変形状態である。



2. 超変形状態とは（準位密度の高い）高励起、高温状態の中に観測される、長軸と短軸の比がおよそ2:1の回転楕円体の形をした準安定状態である。それは、「カオスの中に埋め込まれた秩序状態」といえる。有限量子系としての原子核の「形」は平均ポテンシャルの形として定義されるが、この平均場は核子の集団が selfconsistent に形成したものであるから、大きく変形した超変形状態は 自発的対称性の破れの典型例 といえる。平均場近似で破られた回転対称性を回復する集団運動が原子核の回転運動であり、実際、超変形状態は平均場の高速回転に伴う見事な回転スペクトルを示す。このような超変形状態が（準位密度の高い）高温状態の中に個性を保って存在できる理由は、超変形状態が変形ポテンシャル曲面の極小点となっており、高温の複合核（カオス的）状態との間にあるポテンシャル障壁が両者の混合を妨げている為である。従って、なぜ超変形状態が存在するかを理解するためには、この極小点が形成されるメカニズムを調べる必要がある。変形ポテンシャル曲面の極小は結合エネルギーの極大に対応しているから、超変形によって新しい付加的な結合エネルギーが生じていることになる。これが超変形シェル構造に伴うシェルエネルギーといわれるものである。その起源、すなわち、超変形により新しいシェル構造が形成されるメカニズムについては、続く講演で在田さんが シェル構造の周期軌道理論 に基づいて議論される。

3. 変形ポテンシャル曲面に複数の極小点が現れ、それらがエネルギー的に競合する現象は（それぞれの極小が異なる形に対応しているので）「変形共存」と呼ばれているが、近年きわめて多くの原子核で観測されており、今や核構造において普遍的な現象と考えられる。例えば、 $j$ - $j$ 結合シェルモデルの魔法数をもち、典型的な「球形核」として知られてきた Sn や Pb アイソトープでも、低励起状態に回転スペクトルが観測されている。超変形状態は秩序状態とカオス状態の共存であったが、ここでは2つ又は3つの秩序状態が共存/競合している。このような 異なった秩序状態の共存 とそれらの構造の間の 量子揺らぎ は、原子核だけでなく有限量子系に共通する基本的な性質と思われる。

4. 超低温の原子核の集団励起モードは極めてユニークで、シェル構造 と 対相関 が本質的な役割を果たしている。（ $j$ - $j$ 結合シェルモデルの閉殻を除いて）重い原子核の基底状態は（超伝導）BCS状態として良く近似できる。また、変形に伴って変形シェル構造と変形魔法数が形成され、これが変形ポテンシャル曲面に複数の極小点が現れる理由となっている。変形共存などに伴う励起スペクトルの分析を通じて、絶対零度の有限量子系における集団現象と「相転移」（構造変化）の特質を理解することが核構造論の一つの目標である。そこでは集団運動に伴う巨視的（古典的）性質と一粒子運動に伴う微視的（量子的）性質の絡み合いや、異なる極小点（平衡点）をまたがる 集団運動の断熱性/透熱性 が基本的なテーマとなる。このような ミクロとマクロの共存 も有限量子系に共通する基本的な性質と思われる。

5. 平衡点の周りの振動として記述できない（複数の平衡点にまたがる）大振幅集団運動の理論は未だ初期的な段階にあり、変形共存現象を記述可能な大振幅集団運動の微視的理論の構築は今後の核構造論の大きな目標の一つといえる。この目標に向かって私たちが試みているのは、時間変化する平均場（selfconsistent field）のアイデアに基づくアプローチで、その出発点は時間依存 Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) 理論である。この理論は多自由度ハミルトン力学系の理論にマッピングできることが知られており、系の運動は大次元位相空間の中のトラジェクトリーを描く。しかし、この系が集団運動しているということは、系のすべての自由度の中のほんの少数の自由度（集団自由度）だけでこの運動が記述できることを意味している筈である。1980年、丸森、益川、坂田、栗山は HFB 理論の大次元位相空間の中に（集団運動のトラジェクトリーが近似的に拘束されている）集団多様体 を抽出する基本方程式を導いた [1]。集団多様体は（非可積分ハミルトン力学系における近似的積分面としての）KAM トーラスとアナログな概念であり、集団座標が1つの場合は集団運動の経路（collective path）とも言い、核分裂現象での多次元変形パラメータ空間内の「分裂経路」や化学反応における「反応経路」に対応する。この理論は自己無撞着集団座標の方法（SCC法）とよばれ、これまで平衡点の周りの非線形振動として記述できる現象などに適用され、その有効性が確かめられてきた [2]。しかし、平衡点が複数ある場合には基本方程式の従来の解法では限界があると考えられ、（その後チャンネル結合 SCC法 [3] などの開発があったものの）未だ現実の変形共存現象には適用されていない。このような状況にあったが、ごく最近、松尾、中務らによって Adiabatic SCC法とよばれる新しい解法が開発された [4]。この方法は従来の Adiabatic TDHF 理論

の困難を解決し、現実の原子核現象に適用が容易である。私たちは現在この方法を用いて、ごく最近の実験で発見された陽子過剰  $N = Z$  核  $^{68}\text{Se}$  におけるオブレート回転バンドとプロレート回転バンドの共存現象を分析している。HFB 理論により微視的に計算した変形ポテンシャル曲面には確かに実験データに対応する 2 つの極小点を得られるが、両者を隔てる障壁は低く、量子揺らぎのため波動関数が各々の極小点に局在することは困難な様に見える。しかし、ダイナミクスにはポテンシャル面の性質だけでなく、集団ハミルトニアンに現れる質量パラメーターが重要である。質量は変形とともに変化する。特に、一粒子準位の交差領域に於ける運動の断熱性/透熱性を強く反映する。それはまた核子の対相関の強さに敏感に依存する。しかし、これらの効果を考慮して集団運動の質量を導く理論は未だ多くの基本的問題点を残している。私達はこの問題の解決が変形共存現象の理解の為に不可欠と考え、Adiabatic SCC 法に基づいて 集団運動の質量の微視的起源 を分析しているところである。

#### 参考文献

- [1] T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. 64 (1980), 1294.
- [2] M. Matsuo, in New Trends in Nuclear Collective Dynamics, ed. Y. Abe, H. Horiuchi and K. Matsuyanagi (Springer-Verlag, 1992), p.219.
- [3] T. Fukui, M. Matsuo and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 85 (1991), 281.
- [4] M. Matsuo, T. Nakatsukasa and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 103 (2000), 959.

## 原子核のシェル構造と変形 (レビューの要旨)

京大理 松柳研一

1) 高速回転する超変形核 (長軸と短軸の比が約 2 : 1 のプロレート変形核) の発見が核構造論に飛躍的な進展をもたらしたことはよく知られている。実際、超変形核のスペクトロスコピーは、高速回転する巨大変形ポテンシャル内部での核子の一粒子運動の性質について多くの知見をもたらした。この発見の主な原動力はガンマ線多重測定器システムの進歩にあったと言っても過言ではない。現在では、 $A \approx 150$  の Gd, Dy 領域、および  $A \approx 190$  の Hg 領域に多くの超変形核が知られており、新しい世代のガンマ線多重測定器システムの建設によって、これらの超変形核の励起スペクトル構造を、通常変形核の低励起スペクトルと同様な精度で研究することが可能な時代を迎えつつある。

2) これまで知られていない奇妙な変形をした原子核としては、円盤状の形をしたオブレート型超変形核、軸対称性を破った超変形核、長軸と短軸の比が約 3 : 1 の軸対称ハイパー変形核、3 軸の軸比が約 3 : 2 : 1 の非軸対称ハイパー変形核、空間反転対称性を破った 8 重極超変形核、軸対称性も空間反転対称性も同時に破ったバナナ状の形をした超変形核など、実に多様なエキゾチック変形が高速回転の高スピン状態で実現可能と理論的に示唆されている。異なるエキゾチック変形は質的に異なる励起スペクトルを示すので実験的に明確に区別できる。例えば、オブレート型超変形核のイラスト状態は、多数の核子の角運動量整列によって、大きい角運動量を形成するので、プロレート型超変形核のような見事な回転スペクトルを示さず、超高スピンのアイソマー (イラスト・トラップ) 状態が出現する可能性が高い。

3) エキゾチックな変形核の高スピン・高励起スペクトルの探索は、核構造物理学の質的に新しい研究領域を拓くものと期待される。この分野における新しい現象の発見は、理論物理一般の観点からみても重要な意義を有する。よく知られているように、原子核の「変形」は現代物理の基本概念である「対称性の自発的破れ」によって起こる。エキゾチック変形の発見は、有限量子系としての原子核に、異なる種類の多様な対称性の破れが存在することを明らかにし、そのような「エキゾチックな対称性の破れ」が発生するメカニズムを理解するための貴重な情報を与えるであろう。同時に、この「破られた対称性を回復する新しい型の集団運動モード」の発見という、魅力的な研究分野を開拓することになる。

4) 現代の核構造論によれば、新しい型の「対称性の破れ」は「新しい型の変形シェル構造の形成」に伴って起こる現象と考えられる。シェル構造とは、(平均ポテンシャル内を運動する) 核子の一粒子エネルギーの固有値分布に生じる規則的な振動パターンのことと一般的に定義されるが、このパターンは原子核の表面の形に極めて敏感であり、形が少し変化するだけで質的に異なったパターン (新しいシェ

ル構造)が形成され得る。こうして形成された新しい変形シェル構造の魔法数(エキゾチック変形の魔法数)に対応する中性子数、陽子数をもつ原子核(エキゾチック変形二重閉殻)では、結合エネルギーの利得が極大となるため、エキゾチック変形が実現する可能性が特に大きい。

5) エキゾチック変形の起こり易い陽子数、中性子数、角運動量の領域は、多くの場合、 $\beta$ 安定線から遠く離れた不安定核の高スピン状態であると予想される。したがって、高速回転するエキゾチック変形核の実験的探索には、不安定核ビームと高分解能ガンマ線測定器システムの結合が必要である。

6) エキゾチック変形シェル構造の形成メカニズムの研究には、準位スペクトルに対する半古典論が有効である。Gutzwiller のトレース公式によると、準位密度は Thomas-Fermi 項と(エネルギーとともに振動する)振動項の和として表現され、振動項は古典周期軌道の寄与の総和で与えられる。ここで、準位スペクトル濃度の大局的な振動構造を決定するのは周期の短い軌道である(エネルギーと時間の不確定関係—在田君の報告参照)。こうして、シェル構造の研究はハミルトン力学系の非線形ダイナミクスの問題と結びつく。{参考文献 参照}

7) 任意の変形ポテンシャル内部の一粒子運動に対するハミルトニアンを、ポテンシャルの形に応じて、

- A) 可積分系、
- B) 非可積分・混合系、
- C) 非可積分・カオス系

と分類すると、これまで、A)とC)について、いろいろな研究が行われてきた。A)については、古くから有名なBalian-Bloch, Berry-Taborをはじめとして、回転楕円体空洞ポテンシャルや球対称Woods-Saxonポテンシャル内の一粒子軌道の分析、最近では、マイクロクラスターでの(2つの周期軌道の干渉によって起こる)スーパーシェル構造を議論した Nishioka-Hansen-Mottelsonの仕事などが挙げられる。C)については、よく知られているように、この数年、量子カオスのモデルとして、種々のビリヤード・モデルが盛んに研究されている。一方、秩序運動とカオス運動の共存する、B)の非可積分・混合系については、まだあまり研究されていない。{参考文献 参照}

8) しかし、一般の変形ポテンシャルは、ほとんどの場合、カテゴリー B)に属する。つまり、エキゾチック変形シェル構造の形成機構を明らかにするためには、非可積分・混合系における周期軌道の性質を研究することが必要である。ところで、非可積分・混合系の主要な特徴は、ハミルトニアンのパラメータ(今の場合、変形パラメータ)が連続的に変化したとき、位相空間の構造が不連続的に変化する、これに伴って、周期軌道の分岐現象が起こることである。この古典ハミルトン系の分岐現象が量子スペクトルの大局的振動構造にどのように反映されだろうか。

つまり、周期軌道の分岐はシエル構造の成長と消滅にいかにかかわっていただろうか。これを明らかにしてゆくことは、有限量子系の今後の極めて重要な研究課題のひとつといえよう。

#### 項目7)、8)に関する参考文献

##### シエル構造の半古典論 (一般)

- V.M. Strutinsky and G. Magner: Sov. J. Part. Nucl. 7(1976)138  
 V.M. Strutinsky, A.G. Magner, S.R. Ofengenden and T. Dossing:  
 Z. Phys. A283(1977)269  
 R. Balian and C. Bloch: Ann. Phys. 69(1971)76  
 M.V. Berry and M. Tabor: Proc. Roy. Soc. Lond. A349(1976)101  
 M. C. Gutzwiller: "Chaos in Classical and Quantum Mechanics (Springer  
 Verlag, 1990)  
 A.M. Ozorio de Almeida: "Hamiltonian Systems: Chaos and Quantization  
 (Cambridge Univ. Press, 1988)  
 M. Tabor: "Chaos and Integrability in Nonlinear Dynamics  
 - An Introduction" (John Wiley and Sons, 1989)  
 M. Berry: in "Chaotic Behaviour of Deterministic Systems (Les  
 Houches, Session XXXVI, 1981), eds. G. Iooss, R.H.G. Helleman  
 and R. Stora (North-Holland, 1983) p.172

##### 原子核の変形とStrutinskyの方法

- M. Brack, J. Damgaard, A.S. Jensen, H.C. Pauli, V.M. Strutinsky and  
 C.Y. Wong: Rev. Mod. Phys. 44(1972)320  
 I. Ragnarsson, S.G. Nilsson and R.K. Sheline: Phys. Rep. 45(1978)1  
 S. Aberg, H. Flocard and W. Nazarewicz:  
 Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 40(1990)439

##### Bifurcations of Periodic Orbits (古典論)

- M.A.M. de Aguiar, C.P. Malta, M. Baranger and K.T.R. Davies:  
 Ann. Phys. 180(1987)167

##### Arvieu, Frisk et al の論文

- {Woods-Saxon-like spherical potential}  
 J. Carbonell, F. Brut, R. Arvieu and J. Touchard: J. Phys. G11(1985)325



{ellipsoidal cavity}

R. Arvieu, F. Brut and J. Carbonell: Phys. Rev. A35(1987)2389

Y. Ayant and R. Arvieu: J. Phys. A20(1987)397

H. Frisk: Nucl. Phys. A511(1990)309

{rotating billiards}

H. Frisk and R. Arvieu: J. Phys. A22(1989)1765

{spin-orbit coupling}

H. Frisk and T. Guhr: Ann. Phys. 221(1993)229

Nishioka et al の論文

{supershells in metal clusters}

H. Nishioka, K. Hansen and B.R. Mottelson: Phys. Rev. B42(1990)9377

H. Nishioka: Z. Phys. D19(1991)19

{spheroidal cavity}

S. Okai, H. Nishioka and M. Ohta: Mem. Konan Univ., Sci.Ser.37(1990)29

H. Nishioka, M. Ohta and S. Okai: ibid 38(1991)1, 39(1992)67

Reflection-asymmetric deformed potentials のシェル構造の半古典論

K. Arita: Prog. Theor. Phys. 90(1993)747

K. Arita and K. Matsuyanagi: Prog. Theor. Phys. 91(1994)723

K. Arita: Phys. Lett. B336(1994)279

K. Arita and K. Matsuyanagi: preprint KUNS 1339, Nucl Phys. A in press

W.D. Heiss, R.G. Nazmitdinov and S. Radu: Phys. Rev. Lett. 72(1994)2351

, Phys. Rev. B51(1995)1874

W.D. Heiss and R.G. Nazmitdinov: Phys. Rev. Lett. 73(1994)1235

## コペンハーゲン・ワークショップにみる新しい研究動向

京大・理 松柳研一

1989年9月11日から11月24日に亘って“Nuclear Structure in the Era of New Spectroscopy”と題する Workshop が Niels Bohr 研究所 (NBI) で行われた。私は高スピン・イラスト分光学に関する核研-NBI 国際共同研究プロジェクトの一環として1月余りこの Workshop に参加してきた。この Workshop が企画された背景には、110個の Ge 測定器を中心とする新しい世代のガンマ線多重測定器システムを建設する米国の Gammasphere 計画が2~3年後に実現する見込みが立ったこと、更に、ヨーロッパ各国共同でそれを上回る Euroball 計画を推進することにより、原子核構造研究の新しい時代を作りだそうとする意欲的な動きがある。三ヶ月のあいだ、講義・セミナー・シンポジウムやテーマ毎の研究グループなどいろいろな企画が行われた。このように長期間が設定された背景には、参加者相互の informal な討論を充分に行い、本当の理解に達するためには充分な時間が必要であるとの考え方があった。近年、実に多くの国際会議が頻繁に行われているが、短い時間の会議では、ともすれば、参加者にどのような印象を与えるかといった意識が先行しがちになり、悪く言えば、宣伝的な話し方になる傾向もみられる。問題点に対していろいろな考えをつきあわせ、充分な討論のなかから新しい idea に至ろうとする本来の意味での Workshop には充分な時間的余裕が必要であるが、今回のような企画を実行できるところに Copenhagen の伝統を感じさせられた。

この Workshop の期間中に次のようなテーマについて研究グループが組織された。

10月 Exotic Nuclear Shape, Nuclear Dynamics, Complete Spectroscopy, Warm Nuclei, Models for Low Energy Spectra,

11月 High-Lying Collective Excitations, Chaos in Nuclear Physics, Reactions, Symmetries and Dynamics, Nuclei far from Stability.

議論された主な話題を列挙すれば

- 超変形・高スピン回転バンドのスペクトロスコピー。
- 原子核における量子カオス、特に、有限の relaxation time の存在によるランダム行列理論からのズレがどのような実験データのなかに現れるか。
- 有限温度領域における巨大共鳴や回転運動の減衰機構、特に、“thermal shape fluctuation”の取扱いに関する理論的困難。関連して、motional narrowing。
- 八重極変形した核の回転バンド構造。
- 3次元非一様回転を取扱う理論の試み。
- 生成座標法による大振幅集団運動記述の試み。
- subbarrier 領域での fusion dynamics.
- exotic decay などに関連する barrier penetration.
- 高スピン状態間の二核子移行反応、Berry 位相は見えるか。
- マイクロ・クラスターの殻構造と集団励起。

等々、きわめて多岐にわたる。個々のテーマに関心のある方には、既に膨大な“Slide Report”が出来ているので、それを参照していただくこととして、今回の Workshop にみられる最近の研究動向の特徴を一言で表現するとすれば、「有限量子系での order から chaos への移行の力学」という目標をはっきりと意識した意欲的な取り組みが始まっている事だと思う。特に、非線形力学の一般的研究には解消できない、有限量子系としての原子核のユニークな特徴を見つけようという目標を明確に意識している人々がいる。実験家は Gammasphere や Euroball を用いて、夫々の角運動量毎に、(イラスト

ト状態から有限温度の連続スペクトル領域に至るまでに) 離散スペクトルとして存在する状態はすべて観測してやろうというくらいの意気込みで進んでいる (図1 および図2 参照)。また, 連続領域の中に埋もれた集団運動の情報を抽出するため, 実験データ分析手法を工夫している。1970年代から1980年代に高スピン・イラスト分光学は著しく進んだ。この成果を基礎にして高スピン・フロンティアを非イラスト領域にも拡大してゆこうという動きは1990年代によいよ本格的なものとなるだろう。このような実験の動向と密接な連携のもとで, 上に述べた“order to chaos”の理論的課題が具体的に設定されているところに Copenhagen の強みがある。この研究会も“有限量子系に特有な非線形力学”を目標にしているわけだから, 典型的な実験データを掘り下げて検討することがきわめて大切であると思う。

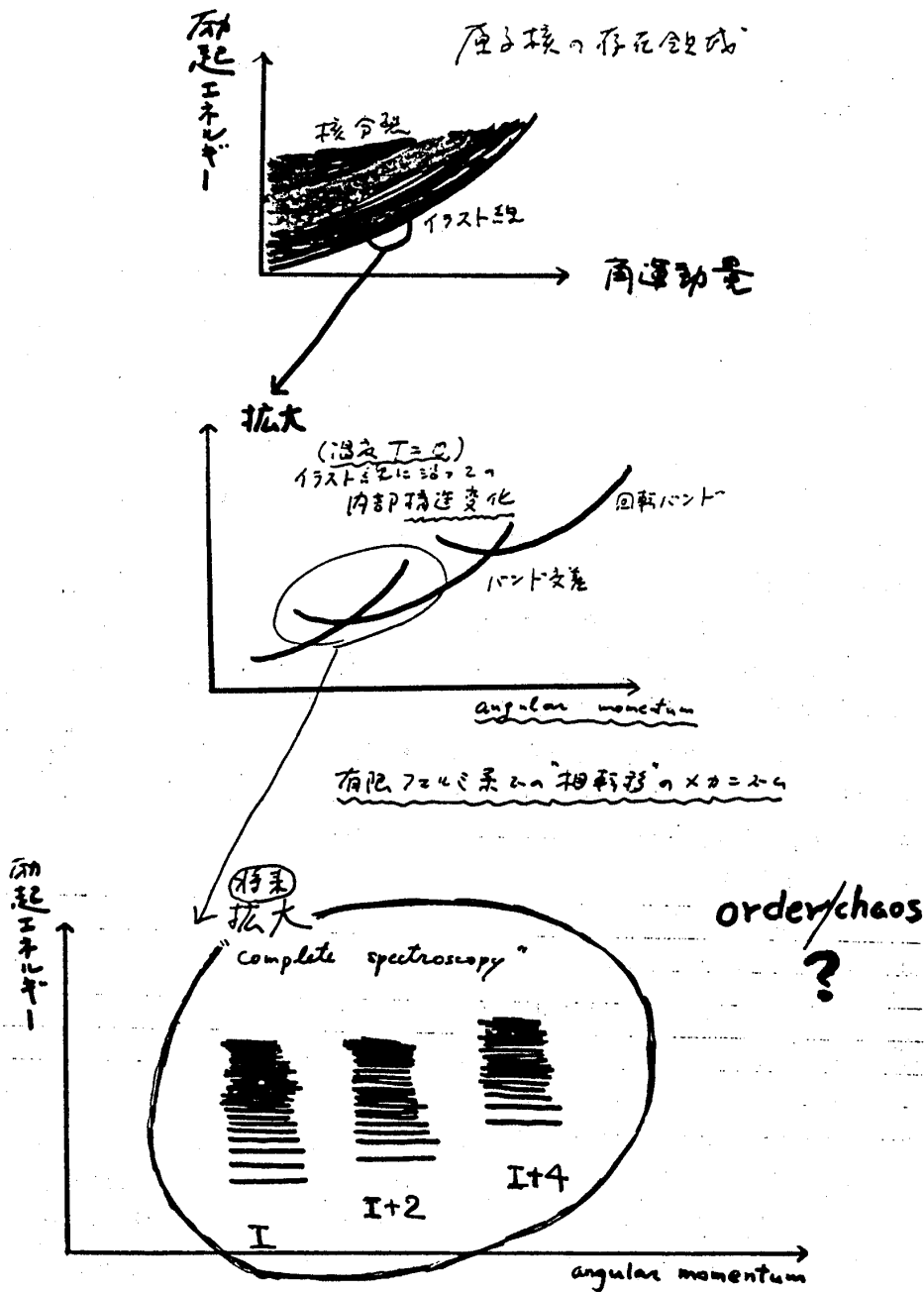


図 1

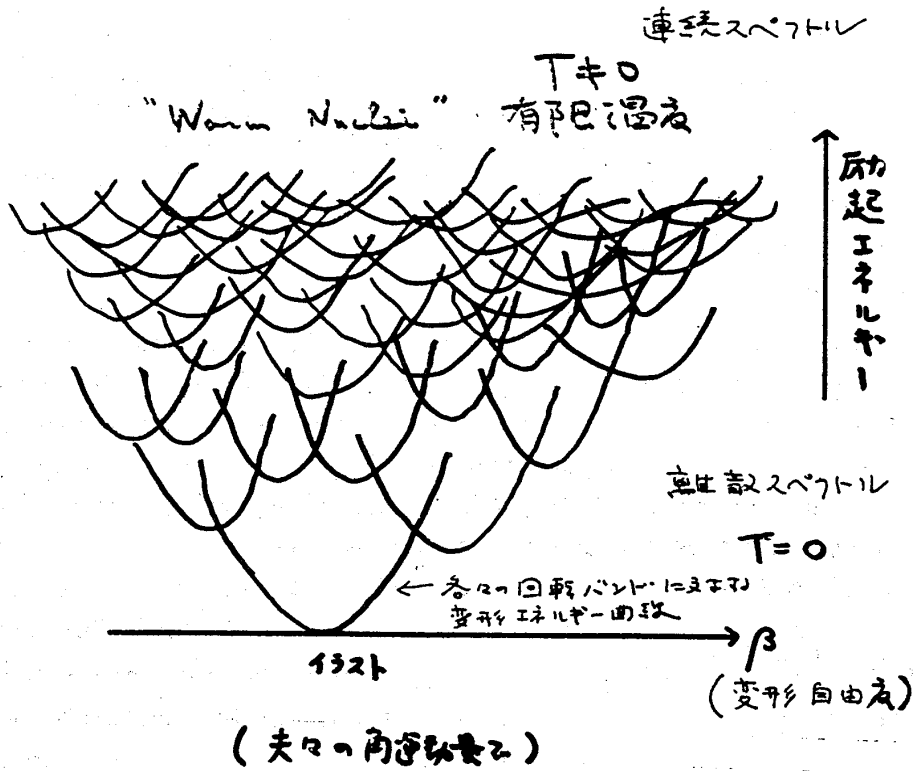


図 2

## 核構造における秩序と混沌

京大・理 松柳 研一

## 1. はじめに

原子核研究のフロンティアは、様々な意味での極限状況にある原子核を実験室で作出し、安定（平衡）状態から遠く離れた核子多体系の新しいダイナミカルな性質を探る方向に動いている（Fig. 1）。こうして、フロンティアが多角化すればするほど、多様な原子核現象を全体的に把握する統一的な視点がますます求められることになると思われる。この事情は、多様な物性物理学の各分野に共通する統計物理学があることとアナログスである。ただし、原子核の場合（巨視的系では重要でなかった）有限量子系に特有なダイナミクスに興味があるので、同じく有限量子系である原子・分子・マイクロクラスターの物理と基本的課題を共有する場面も少なくないと思われる。

このような観点から最近の核構造論の動向をみれば、その特徴として、非線形力学との関連がますます明確に意識されつつあることが指摘できよう<sup>1)</sup>。もちろん、両者の関係には N. Bohr の複合核モデルにまでさかのぼる長い歴史があるが、以下で解説するように、原子核の集団運動のダイナミクスを非線形力学の言葉で議論することを可能にする微視的理論の枠組が整備されてきたのは最近のことである。現在、新しい視点から両者の関係を議論できる段階にさしかかっていると思われる。

## 2. regular な運動と chaotic な運動

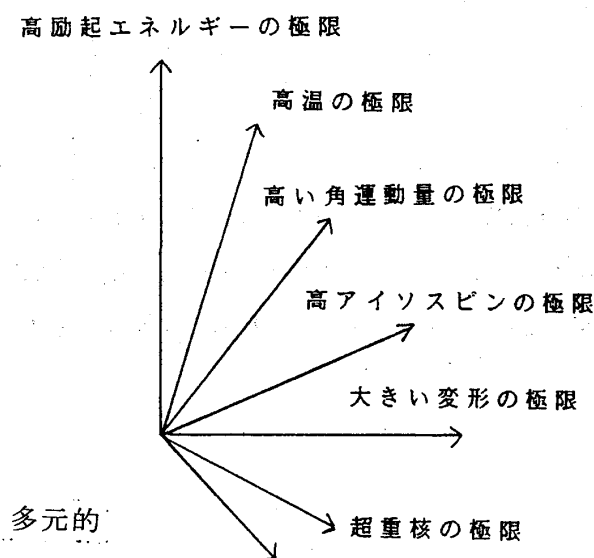
核子多体系としての原子核の運動様式には以下の2つの典型的な場合が存在することはよく知られている。

## a) regular な運動

これは核内での核子の平均自由行程が長い極限に対応し、自己無撞着ポテンシャルの時間変化として記述できるような運動様式である。低い励起状態における独立粒子運動と集団運動の存在は古くから知られている。温度ゼロに相当し、量子スペクトルの変化を通じて相転移（構造変化）の研究がなされてきた。

## b) chaotic な運動

これは平均自由行程が短い極限に対応し、有限温度の複合核状態として知られてきた。複合核は量子カ



( Fig. 1 )

オスとの関連で最近再び脚光をあびている<sup>2), 3)</sup>。実際、初期条件の記憶を喪失するカオス力学系の典型であるビリヤードと複合核モデルとのアナロジーは有名である。しかし、複合核モデルの力学的基礎が解明されたとはいえない。

この2つの極限のあいだの相互移行あるいは両者の共存を統一的に記述する微視的理論といえるものはまだ無い。これこそ、今後の核構造論の最も基本的な課題であろう。この方向へ研究をすすめるにあたって重要なのは a) と b) の中間に位置する次の問題であろう。

### c) 散逸を伴う集団運動

双極振動や四重極振動の巨大共鳴状態は「準位密度の高い複合核状態 (chaos) の中に埋め込まれた秩序状態 (order)」とみなせる。巨大共鳴に於ては、個々の量子準位を見るのではなく、適切なエネルギー粗視化をすることによって、その「集団性 (collectivity)」が姿を現わす。最近では、巨大共鳴の減衰幅の温度依存性を明らかにするような実験データも出始めた。

重イオン深部非弾性衝突 (deep inelastic collision) や重い核どうしの融合・分裂反応過程では散逸を伴う大振幅集団運動が起こっている。この際、散逸の起源として one-body dissipation (核内の核子の独立粒子運動と時間変化する平均ポテンシャルとの間の相互作用による散逸) と two-body dissipation (核内での核子-核子衝突による散逸) のいずれが主要な役割を果たしており、それらの役割が温度とともにどう変化するかは未解決の大問題である<sup>4)</sup>。

## 3. 様々な殻模型と様々な液滴模型

殻模型という用語は「Mayer-Jensen の j-j 結合殻模型」という狭い意味で理解されがちであるが、その後の「変型ポテンシャルの場合の Nilsson 模型」, 「超伝導相における Bogoliubov 準粒子モード」, 「高速回転するポテンシャルの中での準粒子」など独立粒子モード概念の進展をふまえて、現代的な広い意味で定義し直すことが望ましい。一粒子概念の拡張は自己無撞着ポテンシャルの対称性の自発的破れの導入と不可分の関係にある。

液滴模型という用語も a) 核分裂過程, b) 巨大共鳴, c) 低励起フォノン・モードなどの記述に関連して使われてきたが、微視的動力学の観点からは a), b), c) は本質的に異なる運動である。a) は複合核状態と密接な関係にある。b) と c) はいずれも平均ポテンシャルの振動に関係しているが、その微視的構造が異なる。b) は流体よりも弾性体とのアナロジーの方が適切である<sup>5), 6)</sup>。c) では有限系に特有な量子効果が本質的であり、巨視的物質とのアナロジーは成り立たない。

自己無撞着ポテンシャルの時間変化として記述できる集団運動には振動と回転がある。振動には、a) 小振幅のもの、b) モード・モード結合が重要となる非調和振動、c) 非線形性が本質的となる大振幅のもの、がある。回転にも、a) 2次元の一樣回転、b) wobbling 運動が効き出すもの、c) 3次元の非一樣回転がある。現在の微視的理論は、振動も回転も共に b) の段階であり、c) はまだまだ未開拓である。両者が結合したより複数な (しかし regular な) 集団運動にはほとんど手がつけられていない。

核子多体系は異なる条件の下で異なった運動様式を示す。つまり、集団運動の微視的ダイナミクスにも「相転移」が起こる。様々な殻模型や液滴模型があるのはこの反映である。

#### 4. 核分裂のダイナミクス

ちょうど50年前のこの時期、N. Bohr と J.A. Wheeler は核分裂のメカニズムについて精力的な研究をすすめていた<sup>7), 8)</sup>。核分裂現象は a) マクロ力学変数とミクロ力学変数の関係、b) 可逆力学系と不可逆散逸系の関係、c) 量子-古典対応など物理学の普遍的な課題と密接な関係にあるにも拘らず、Bohr-Wheeler 以後の50年間、基礎物理としての正当な位置づけが必ずしも与えられてこなかったと言わざるをえない。1960年代に核分裂アイソマーの発見が契機となって、殻構造の力学的基礎について理解が深まり、ポテンシャル曲面の微視的計算に著しい進展があったが<sup>9)</sup>、ダイナミカルな問題はほとんど未解決のまま残されている。特に、核分裂径路を決定する際の断熱近似の妥当性は、散逸の力学的起源の問題とも関連しており、大問題といえよう<sup>10)</sup>。

#### 5. 殻構造の準古典論

原子核の結合エネルギー  $B$  が巨視的部分  $B_{\text{macro}}$  と微視的部分  $B_{\text{micro}}$  の和で書けることはよく知られている。つまり、 $B = B_{\text{macro}} + B_{\text{micro}}$ 。前者が液滴模型、後者が殻構造 (shell structure) 効果に対応する。現在では  $B_{\text{micro}}$  の起源についてかなり良く理解できるようになっている。

平均ポテンシャルの中の一粒子運動を考える。量子スペクトル (固有値分布) の準位密度  $\rho(E)$  はグリーン関数  $G(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; E)$  を用いて次のように書ける。

$$\begin{aligned}\rho(E) &= \text{Tr} \delta(E - H) \\ &= -\frac{1}{\pi} \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \text{Im} \text{Tr} \left( \frac{1}{E + i\epsilon - H} \right) \\ &= -\frac{1}{\pi} \text{Im} \int d\mathbf{q} G^+(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; E)\end{aligned}$$

$$\text{但し, } G^+(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; E) = \langle \mathbf{q}' | \frac{1}{E + i\epsilon - H} | \mathbf{q} \rangle.$$

$G(\mathbf{q}, \mathbf{q}'; E)$  を準古典近似で評価して  $\rho(E)$  を2つの部分に分離することができる<sup>11)~17)</sup>

$$\rho(E) = \rho_0(E) + \sum_k \rho_k(E)$$

(周期軌道)

右辺の第一項は Thomas-Fermi 近似に対応し、エネルギー  $E$  とともに滑らかに変化する。第二項は様々な周期軌道の寄与の和であり、 $E$  の振動関数である。その中でも周期の短い軌道が主要な寄与を与える。これが殻構造エネルギー  $B_{\text{micro}}$  の起源である。つまり、「カオス軌道の中に埋め込まれた周期軌道の存在」が殻構造の出現条件となる。このように、殻構造の基礎論は非可積分系のダイナミクスと密接な関連をもっている。

6. フェルミオン系のハミルトン力学系へのマッピング

1970年代に時間依存自己無撞着ポテンシャル理論 = time-dependent Hartree-Bogoliubov (TDHB) theory の理論形式が整備された結果，1980年代になって集団運動の存在条件を非可積分系のダイナミクスと結びつけて議論することが可能になった。つまり，TDHB 理論を正準形式で定式化することにより，フェルミオン多体系を（巨大次元の）ハミルトン力学系に mapping できる。<sup>18)</sup> 驚くべきことに，TDHB 理論はフェルミオン量子系に対する準古典近似であったにも拘らず，このハミルトン力学系を正準量子化して得られるボゾン多体系は，もともとのフェルミオン多体系を正確に再現することである (Fig.2)。

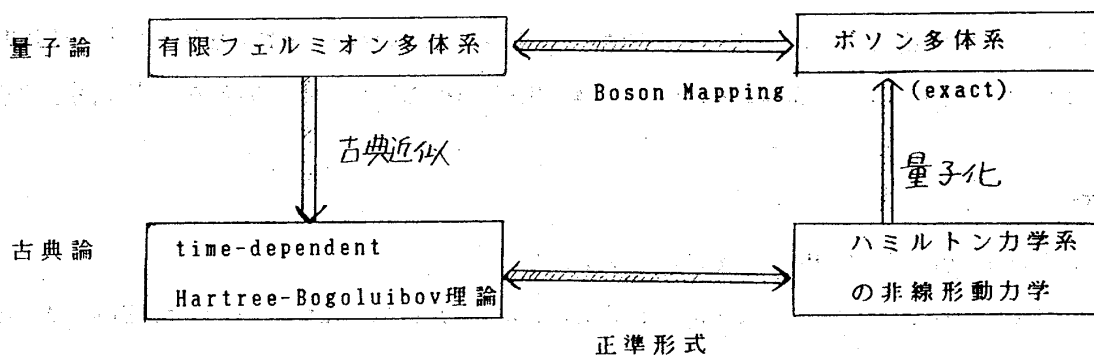


Fig.2

以上の蓄積に基づいて，現在，大振幅集団運動の存在条件と「TDHB 位相空間の中に埋め込まれた近似的周期軌道群の存在」の関係を見出すべく活発な研究がすすめられている（橋本氏の報告参照）<sup>19)</sup> 両者は，上に述べた殻構造の出現条件とアナログな関係にあるのではないかと期待がある。しかしながら，ここでは殻構造の基礎論の場合と異なり，（一粒子の運動ではなく）多粒子の運動を（3次元の座標空間ではなく）巨大次元の位相空間の中で分析しなければならないという，より一層困難な課題に直面していることになる。

7. 超変形回転バンドの生成と崩壊

以上の問題意識のもとに現在，非常に興味をもっている問題のひとつとして超変形回転バンドの生成と崩壊のメカニズムがある。大きい角運動量 ( $I = 24 \hbar \sim 60 \hbar$ ) をもつ <sup>152</sup>Dy核の巨大変形した回転バンドからの離散ガンマ線スペクトルは1986年にイギリスの Daresbury 研究所で最初に発見された。<sup>20)</sup> その後，この周辺の <sup>149, 150</sup>Gd, <sup>151</sup>Dy, <sup>151</sup>Tb などでも系統的に見い出されつつある。<sup>21)~23)</sup> Fig.3に示すように，発見された超

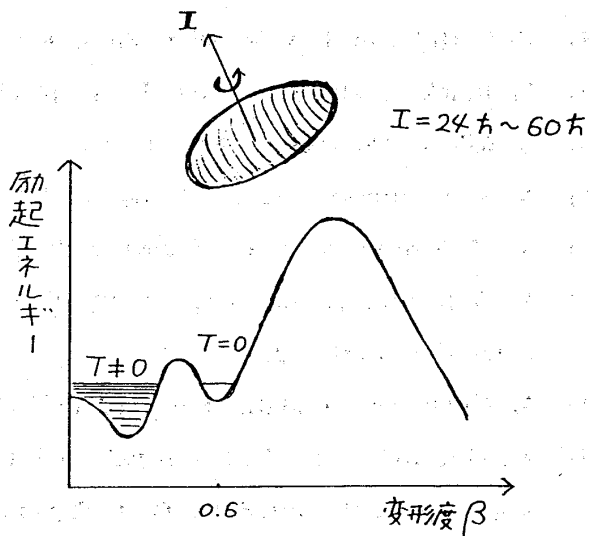


Fig.3



変形回転状態は有限温度の複合核状態の中に埋め込まれた秩序運動状態 (order embedded in chaos) とみなせる。その励起エネルギーは  $I \approx 26 \hbar$  で (イラスト状態から測って) 約 5 MeV である。そこでの複合核状態の準位密度は約  $10^6$  states/MeV である。超変形状態の崩壊は 2 つの極小点のあいだのポテンシャル障壁に対するトンネル効果によって起こると考えられる。このトンネル効果を評価する理論を開発するにあたって考慮しなければならない新しい要素は次のようなことである。

- a) このポテンシャル曲線は核子多体系が自己無撞着につくりだすものであり外場ではない。
- b) 障壁通過を WKB 近似のような準古典論で評価するとして、この運動の質量パラメータをどのように導出するか。
- c) Fig.3 は自由度が 1 次元のように書いているが、実際には多次元変形空間の中で、この崩壊の径路を決定しなければならない。
- d) 量子準位としての超変形回転準位からの崩壊であるが、崩壊の行き先は有限温度の複合核状態である。これらは有限多体系に対する微視的動力学の基本課題と密接な関係にある容易ならざる問題である。

#### 参考文献

- 1) W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **A488** (1988) 375c.
- 2) B. R. Mottelson, in "The lessons of Quantum Theory", edited by J. de Boer, E. Dal and O. Ulfbeck, (North-Holland, 1986), p. 79.
- 3) O. Bohigas and H. A. Weidenmüller, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 421.
- 4) W. J. Swiatecki, in "Semiclassical Descriptions of Atomic and Nuclear Collisions", edited by J. Bang and J. de Boer, (North-Holland, 1985), p. 281.
- 5) G. Bertsch, F. Barranco and R. A. Broglia, in "Windsurfing the Fermi Sea, Vol. I, edited by T. T. S. Kuo and J. Speth, (North-Holland, 1987), p. 33.
- 6) W. Nörenberg, Nucl. Phys. **A409** (1983) 191c.
- 7) N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56** (1939) 426.
- 8) D. L. Hill and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **89** (1953) 1102.
- 9) M. Brack et al., Rev. Mod. Phys. **44** (1972) 320.
- 10) L. Willets, Theories of Nuclear Fission, (Clarendon Press, 1964).
- 11) V. M. Strutinskii and A. G. Magner, Sov. J. Part. Nucl. **7** (1976) 138.
- 12) V. M. Strutinsky, A. G. Magner, S. R. Ofengenden and T. Døssing, Z. Phys. **A283** (1977) 269.
- 13) V. M. Strutinsky, in "The Variety of Nuclear Shapes", edited by J. D. Garrett et al., (World Scientific, 1988), p. 222.
- 14) M. Gutzwiller, J. Math. Phys. **12** (1971) 343.
- 15) M. Gutzwiller, in "Path Integrals and Their Applications in Quantum, Statistical, and Solid State Physics", edited by G. J. Papadopoulos and J. T. Devreese, (Plenum, 1978), P. 163.
- 16) R. Balian and C. Bloch, Ann. of Phys. **85** (1974) 514.

- 17) M. Berry, in "Chaotic Behaviour of Deterministic System", Les Houches 1981, (North-Holland, 1983), p. 172.
- 18) M. Yamamura and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. Suppl. No. **93** (1987).
- 19) 坂田文彦, 丸森寿夫 ; 日本物理学会誌 **41** (1986) 254.
- 20) P. J. Twin et al., Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 811.
- 21) J. F. Sharpey-Schafer, Nucl. Phys. **A488** (1988) 127c.
- 22) P. J. Nolan and P. J. Twin, Ann. Rev. Nuc. Part. Sci. **38** (1988) 533.
- 23) 清水良文, 松柳研一 ; 日本物理学会誌 **43** (1988) 841.

## クランキング模型の3次元回転への拡張にむけて

九大・理 清水 良 文  
京大・理 松 柳 研 一

時間に依存する Hartree-Bogoliubov (TDHB) 理論が特殊解として2次元一様回転解(クランキング模型の解)をもつことはよく知られている。すなわち,  $\hat{G}$  を一体演算子として実験室系の状態ベクトルを

$$\begin{aligned} |\phi(I, \psi)\rangle &= \hat{R}(\psi) |\phi_{\text{intri}}\rangle \\ &= e^{-i\psi \hat{J}_x} e^{i\hat{G}} |\phi_0\rangle \end{aligned} \quad (1)$$

と設定すると, 時間に依存する変分原理

$$\delta \langle \phi(I, \psi) | H - i \frac{\partial}{\partial t} | \phi(I, \psi) \rangle = 0 \quad (2)$$

から内部状態  $|\phi_{\text{intri}}\rangle$  を決定するための(時間に依存しない)変分原理

$$\delta \langle \phi_0 | e^{-i\hat{G}} (H - \omega_c \hat{J}_x) e^{i\hat{G}} | \phi_0 \rangle = 0 \quad (3)$$

を得る。但し, 回転運動の角速度  $\omega_c$  は角度  $\psi$  の時間微分である。 $|\phi_0\rangle$  を  $\omega_c = 0$  に対する(時間に依存しない) Hartree-Bogoliubov 真空として, 未知の演算子  $\hat{G}$  を変分原理(3)によって決定するのが通常の自己無撞着クランキング模型である。しかし, 私達は Eq.(3) の正確解を求めることだけを目的とはせず,  $\hat{G}$  を  $\omega_c$  の関数として巾展開

$$\hat{G} = \hat{G}^{(0)} + \omega_c \hat{G}^{(1)} + \omega_c^2 \hat{G}^{(2)} + \dots \quad (4)$$

し, この展開を有限次数で truncate して得られる解の性質を調べた<sup>1)</sup>すると, こうして得られた内部状態  $|\phi_{\text{intri}}\rangle$  は「回転座標系における殻模型」として Bengtsson-Frauendorf<sup>2)</sup>によってその有効性が示されている diabatic 表示の基底に対応していることが明らかになった。diabatic 表示の内部状態は角速度  $\omega_c$  の関数として滑らかに変化し, (内部構造の異なる回転バンドのあいだの) バンド交差現象の記述において「相互作用する前の」回転バンドを定義することを可能にする。Fig. 1 は回転するポテンシャル内での準粒子エネルギーを  $\omega_c$  の関数として描いたものである。実線が通常のクランキング模型の解であり adiabatic 表示の基底に対応している。3種類の破線は  $\hat{G}$  の  $\omega_c$ -展開を  $\omega_c$  の1次~3次で truncate して得られた内部状態に対応する準粒子エネルギーを示している。後者の解が diabatic 表示に対応していることがわかる。すなわち,  $\hat{G}$  の  $\omega_c$ -展開を有限次で truncate することはレベル交差による singular part の影響を除去し regular な運動を抽出するための1つの方法を与えていると解釈できる。

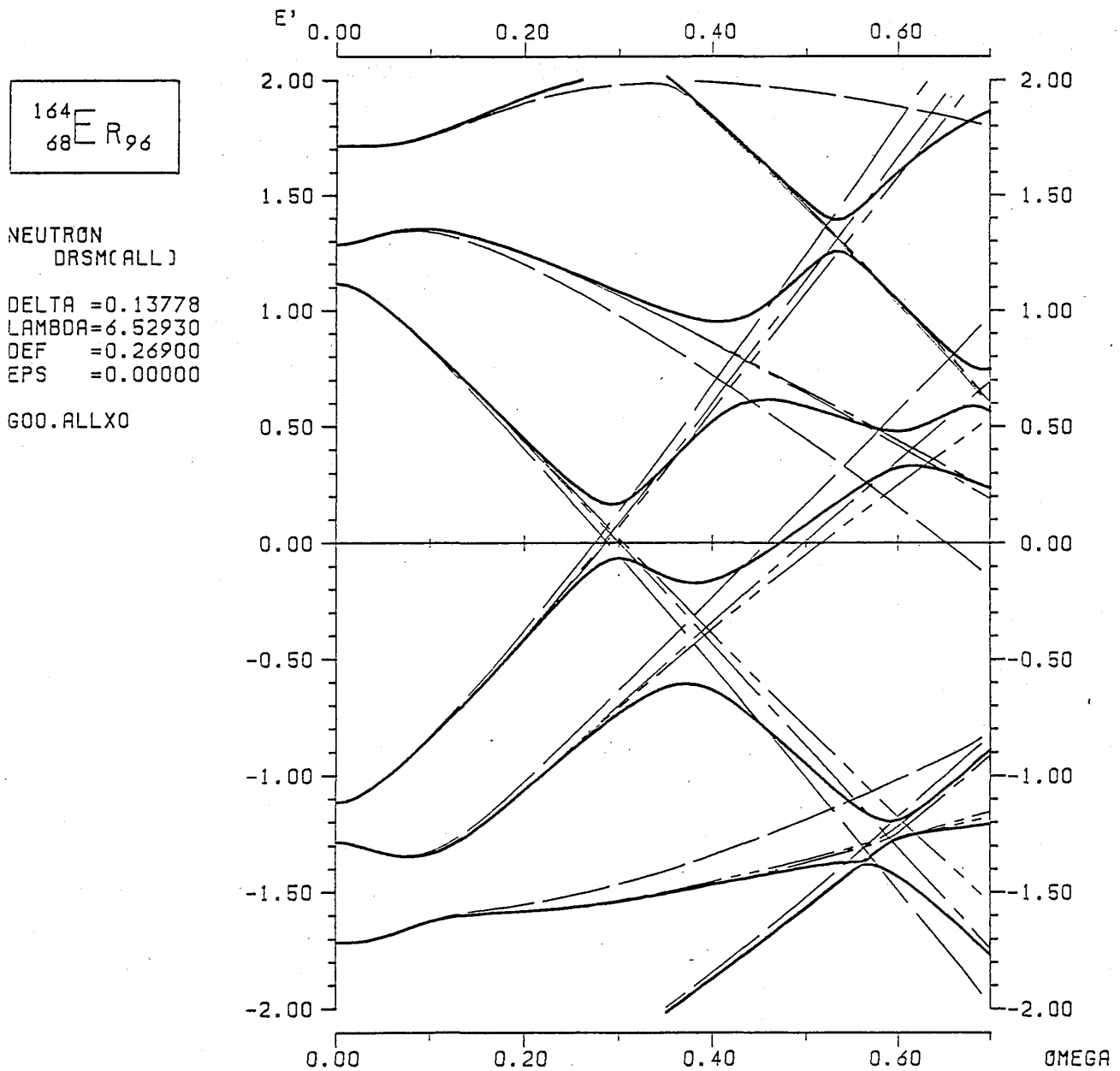


Fig.1

この角速度展開法によって Bengtsson-Frauendorf の (diabatic 表示を構成するための) 現象論的処方箋に根拠が与えられただけでなく, pairing gap  $\Delta$  や変形パラメータ ( $\beta, \gamma$ ) の角速度依存性も自己無撞着に計算することが可能になった。

私達はこの仕事を 3次元に拡張することを試みている<sup>3)</sup> 私達のアプローチの特徴は 3次元回転運動を記述する正準変数の選択にある。すなわち, 2次元回転の極限において状態ベクトルが Eq.(1) に帰着するように正準変数を設定している。この物理的描象を Fig. 2 に示す。Eq.(1) を拡張して, 実験室系での状態ベクトルを

$$|\phi(I\psi, I_x\phi)\rangle = \hat{R}(\psi\phi\theta)|\phi_{PA}\rangle$$

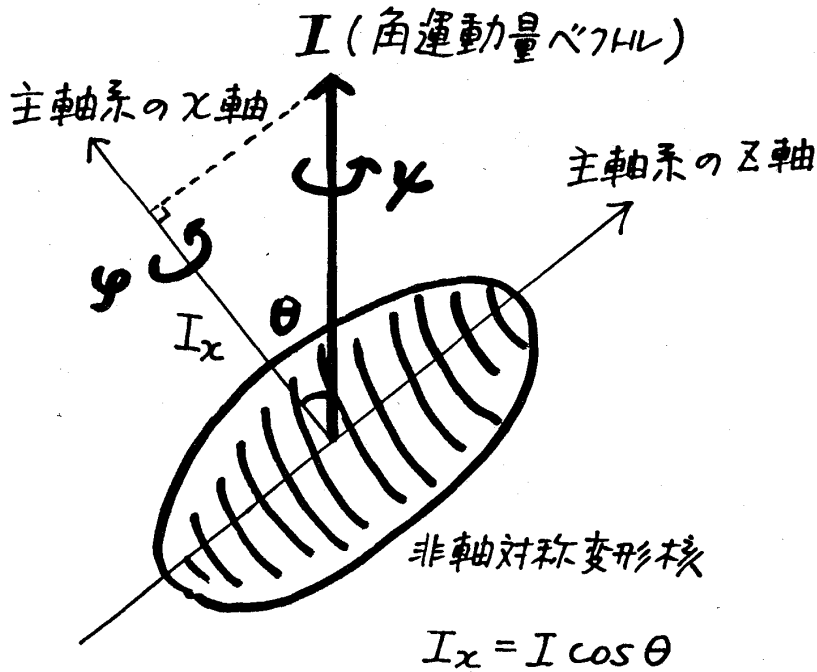


Fig. 2

$$= e^{-i\psi n \cdot \hat{J}} e^{i\hat{G}} |\phi_0\rangle \quad (5)$$

と設定する。ここで  $|\phi_{PA}\rangle$  は原子核の主軸に固定した principal axis (PA) 座標系から見た状態ベクトルである。また、 $\hat{J} = (\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z)$  は核子自由度に作用する角運動量演算子であり、 $n$  は PA 系から見た回転角運動量ベクトル  $I$  の方向を示す単位ベクトルである。すなわち、 $n = I/I = (\cos \theta, \sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi)$  である。TDHB 理論に基づいた微視的アプローチに於ては  $I$  は時間に依存する古典量として取り扱われることに注意しよう<sup>4)</sup>。3次元回転の場合には2次元回転の場合の正準変数  $(I, \psi)$  につけ加えて、PA系のx軸方向への角運動量成分  $I_x = I \cos \theta$  とx軸まわりの角度  $\varphi$  の組  $(I_x, \varphi)$  を正準変数として採用する。これら2組の正準共役変数によって回転運動が記述可能であることは山村により(角運動量演算子に対する Schwinger ボソン表示の古典極限の性質を用いて)証明されている<sup>5)</sup>。この定式化は角運動量  $I$  の方向がPA系のx軸と一致する  $\theta = 0$  の極限で克蘭キング模型の2次元一様回転に帰着する。そこで、角運動量  $I$  の Holstein-Primakoff ボソン表現の古典対応

$$\begin{aligned} I_x &= I = \eta^* \eta, \\ I_+ &= I_y + i I_z = \eta^* \sqrt{2I - \eta^* \eta}, \\ I_- &= I_y - i I_z = \sqrt{2I - \eta^* \eta} \eta \end{aligned} \quad (6)$$

によって更に正準変数の組を  $(I, \psi)$  と  $(I_x, \varphi)$  から  $(I, \psi)$  と  $(\eta^*, \eta)$  に変換すると便利である。すると  $\eta^* = \eta = 0$  の極限が2次元一様回転となる。

内部状態ベクトル  $|\phi_{PA}\rangle$  を決定する時間依存変分原理は Eqs. (2), (3) の拡張として

$$\delta \langle \phi_{PA} | H - \omega n \cdot \hat{J} + \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \eta} \frac{\partial}{\partial \eta^*} - \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \eta^*} \frac{\partial}{\partial \eta} | \phi_{PA} \rangle = 0 \quad (7)$$

で与えられる。ただし  $\mathcal{M} = \langle \phi_{PA} | H | \phi_{PA} \rangle$ . 正準運動方程式は

$$\dot{\psi} = \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial I} = \omega(I, \eta^*, \eta), \quad \dot{I} = -\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \psi} = 0, \quad (8)$$

$$i\dot{\eta} = \frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \eta^*}, \quad i\dot{\eta}^* = -\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial \eta} \quad (9)$$

であり, 正準変数条件<sup>6)</sup>は

$$\langle \phi_{PA} | i \frac{\partial}{\partial \psi} | \phi_{PA} \rangle = \langle \phi_{PA} | n \cdot \hat{J} | \phi_{PA} \rangle = I, \quad (10a)$$

$$\langle \phi_{PA} | \frac{\partial}{\partial I} | \phi_{PA} \rangle = 0, \quad (10b)$$

$$\langle \phi_{PA} | \frac{\partial}{\partial \eta} | \phi_{PA} \rangle = \frac{1}{2} \eta^*, \quad \langle \phi_{PA} | \frac{\partial}{\partial \eta^*} | \phi_{PA} \rangle = -\frac{1}{2} \eta \quad (11)$$

となる。以上の基礎方程式の解法としては,  $(\eta^*, \eta)$  展開法が便利である。この解法では 2 次元高速回転による内部状態の変化, すなわち  $\omega_c = 0$  での真空  $|\phi_0\rangle$  から  $\omega_c \neq 0$  でのクランキング模型の真空  $|\phi_{\text{intri}}\rangle$  への変化を第ゼロ近似として最初に取り込み, その後で 3 次元回転による wobbling 運動の効果を  $(\eta^*, \eta)$  の巾展開により考慮してゆく。すなわち

$$\begin{aligned} |\phi(I\psi, I_x\varphi)\rangle &= e^{-i\psi n \cdot \hat{J}} e^{i\hat{G}(I, \eta^*, \eta)} |\phi_0\rangle \\ &\rightarrow e^{-i\psi \hat{J}_x} e^{i\hat{G}(I)} |\phi_0\rangle, \quad (\text{for } \eta^* = \eta = 0) \end{aligned} \quad (12)$$

$$n \cdot \hat{J} = \hat{J}_x + \frac{1}{\sqrt{2I}} (\eta^* \hat{J}_+ + \eta \hat{J}_-) - \frac{\dot{\eta} \eta}{I} \hat{J}_x + \dots, \quad (13)$$

$$\omega = \omega_c + \omega_{11} \eta^* \eta + \omega_{20} (\eta^* \eta^* + \eta \eta) + \dots, \quad (14)$$

$$\begin{aligned} \hat{G} &= \hat{G}^{(0)}(I) + \hat{G}^{(1)}(I)(\eta^* + \eta) \\ &\quad + \hat{G}^{(11)}(I) \eta^* \eta + \hat{G}^{(20)}(I) (\eta^* \eta^* + \eta \eta) + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

と展開し, 基礎方程式 (7) ~ (11) が展開の各次数で満足されるように未知の一体演算子  $\hat{G}^{(ij)}(I)$  を決定してゆけばよい。このようなアプローチが実行可能であることは, 非調和ガンマ振動と結合した対回転 (pairing rotation) の場合には松尾によって示されている。<sup>7)</sup> Eq. (8) で定義された角速度  $\omega$  はクランキング模型の角速度  $\omega_c$  と異なることに注意。しかし, 両者の違いは  $(\eta^*, \eta)$  展開の 2 次以上で現われるから, この定式化は  $(\eta^*, \eta)$  に関する 1 次で (クランキング模型に基づく RPA 近似によって wobbling 運動を論じた) Marshalek の仕事<sup>8)</sup> に対応する。

wobbling運動は signature 量子数が $-1$ のガンマ振動モードと強く結合することが理論的に予想されているから,<sup>9), 10)</sup> 現実の核現象の記述のためには回転自由度に関する集団変数 $(I, \psi)$ ,  $(\eta^*, \eta)$ につけ加えて, ガンマ振動に関する集団変数も導入する必要があるだろう。ここで述べた定式化はそのような拡張が容易であるという長所をもっている。

#### References

- 1) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 74 (1985) 1346.
- 2) R. Bengtsson and S. Frauendorf. Nucl. Phys. A327 (1979) 139.
- 3) 清水良文, 素粒子論研究, 1986年3月号, F61 (「高スピン核構造への微視的アプローチ」研究会報告).
- 4) A. K. Kerman and N. Onishi, Nucl. Phys. A361 (1981) 179.
- 5) M. Yamamura, Prog. Theor. Phys. 62 (1979) 681.
- 6) T. Marumori, T. Maskawa, F. Sakata and A. Kuriyama, Prog. Theor. Phys. 64 (1980) 1294.
- 7) M. Matsuo, Prog. Theor. Phys. 76 (1986) 372.
- 8) E. R. Marshalek, Nucl. Phys. A331 (1979) 429.
- 9) D. Janssen and I. N. Mikhailov, Nucl. Phys. A318 (1979) 390.
- 10) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 72 (1984) 799.

53.8 MeV, 実験 49.2 MeV, 実験の  $I \sim 15^+$ . 図5は, 実験 dataは ref. 2)  $I \sim 22^+$ , 励起 energy 61.5 MeV, 理論は  $I = 26^+$ , 58.5 MeVに対応する。図4と図5とで矢印は ref. (3)と(2)で実験の解析で用いられた peak energyをいずれも示す。この peak energy の ratio から得られた変形はどちらの場合も 0.3。一方, 我々の理論値の peak から同じ公式を用いて計算した  $\sigma$  は  $12^+$  で 0.35,  $26^+$  で 0.33 となった。

### References

- 1) J. O. Newton et al, P. R. L **46** ('81) 1383.
- 2) J. J. Gaardhøje et al, P. R. L **53** ('84) 148.
- 3) C. A. Gossett et al, P. R. L **54** ('85) 1486.
- 4) V. Metag, private communication.
- 5) P. Ring et al, N. P. A **419** ('84) 261.
- 6) D. Vautherin and V. Vinh Mau, N. P. A **419** ('84) 140.
- 7) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, preprint.
- 8) K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, preprint.

## 高スピン・イラストからの GMR と GQR

京大・理 清水 良文, 松柳 研一

(1) 高スピン核構造の研究はイラスト領域に注目した  $\gamma$  線スペクトロスコピーとともに進展してきた。今後も, 高スピン・フロンティアは更に伸びてゆくと期待されるが, 同時に, イラスト線から離れた連続領域(高温領域)の方向にも注目すべき進展が見られる。その中の一つは高温高スピン状態の上に形成された Giant Dipole Resonance (GDR) の発見(1981年 Newton et al.) とそれに引き続く isovector 型 Giant Quadrupole Resonance (GQR) の発見(1985年 Gaardhøje et al.) である。今のところこれらの巨大共鳴が形成されている励起エネルギー(温度)領域と角運動量領域に関して inclusive なデータが主であるが, 将来, これらの領域が特定され温度やスピン依存性に対する詳細なデータが得られるようになれば, 巨大共鳴自体の性質はもとより, これらを通じて高温高スピン状態の変形度などの情報を得ることが出来よう。変形度は高温高スピン領域での殻構造の persistency の程度を示唆する貴重な in-



indicator でもある。

(2) 私達はこの数年「回転座標系での殻模型」を出発点にしてイラスト領域での振動モードと準粒子モードの interplay を分析してきたが、上に述べた動向に対応すべく、対象を巨大共鳴にまで拡大し、高スピンのイラストの上に形成される isoscalar 型および isovector 型の GQR と Giant Monopole Resonance (GMR) に対して realistic な数値計算を逐行してきた。私達のアプローチで重要な点は、

- 1) 低エネルギー ( $\Delta N = 0$  型の) 振動モードと巨大共鳴 ( $\Delta N = 2$  型) を統一的に記述すること。
- 2) 一体ポテンシャルに対する確実な知識から出発して、これと selfconsistent な残留相互作用を構成する点にある [私達のアプローチの特徴全般は核研研究会報告 (原子核研究 1985 年 6 月号) に概括している。使われている残留相互作用は岸本たちにより導入された double stretched 四重極相互作用と角速度  $\omega_{\text{rot}} = 0$  の極限で一致する]。私達の計算には温度効果などが取り入れられていないので実験データと直接比較すべきものではなく、むしろ GMR と GQR の性質の変形度依存性 (特に非軸対称変形度  $r$  への依存性) と  $\omega_{\text{rot}}$  依存性に対する基礎的理解を得ることに興味のポイントが置かれている。

(3) 回個する変形核での GMR と GQR は signature 量子数  $r$  と角運動量の  $z$  軸成分  $K$  を用いて次の様に分類できる。

i) Nambu-Goldstone sector

$r = +1$  は  $K = 1$  のみ。  $r = -1$  は  $K = 1$  及び  $K = 2$ 。これらの中で isoscalar 型の低エネルギー ( $\Delta N = 0$ ) モードは角運動量演算子  $J_x, J_y, J_z$  に reduce し零エネルギーモードとなるので、これらと  $(r, K)$  に関して同じ対称性をもつ sector という意味でこの名前が与えられる。

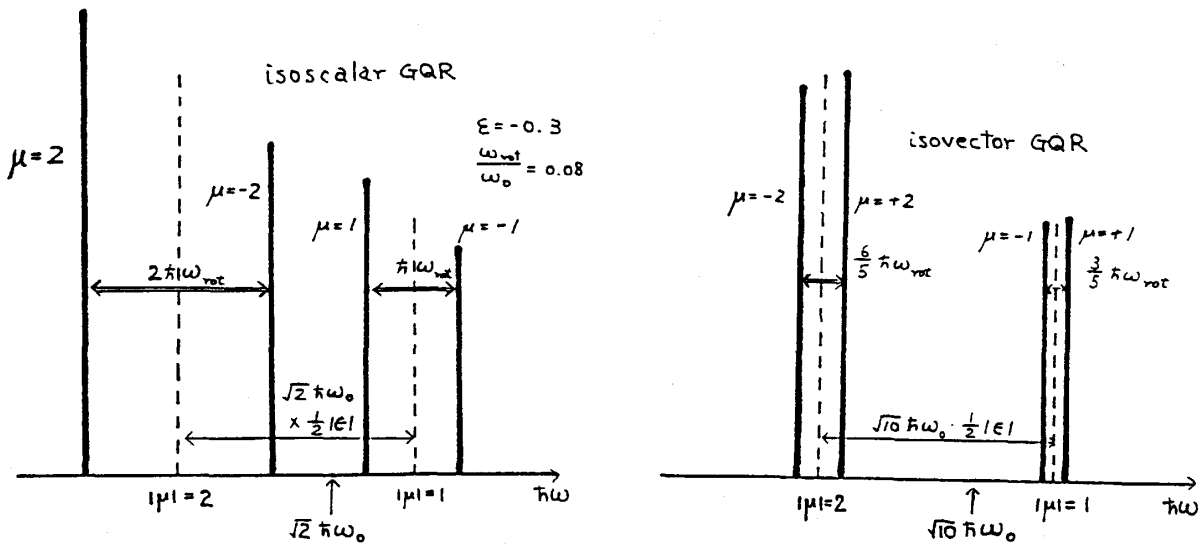
ii) Landau-Migdal sector

$r = +1$  で  $K = 0$  及び  $2$ 。  $K = 0$  モードは 2 種類あって球形の極限で GMR と GQR に対応する (変形核では両者は混合する)。これらのモードは変形度の variation に直接対応し、変形ポテンシャルから Landau-Migdal 処方箋により導かれる残留相互作用に支配されるのでこの名前が与えられる。

i), ii) それぞれに対して isoscalar 型と isovector 型があり、更に  $\Delta N = 0$  型の低エネルギー・モードと  $\Delta N = 2$  型の巨大共鳴モードが存在する。これらのモードに対して回転座標系での coupled RPA 方程式から応答関数や強度関数を数値計算するのであるが、一体ポテンシャルが調和振動子型の場合には以下の極限で解析的な解を得ることができる。<sup>1), 2)</sup>

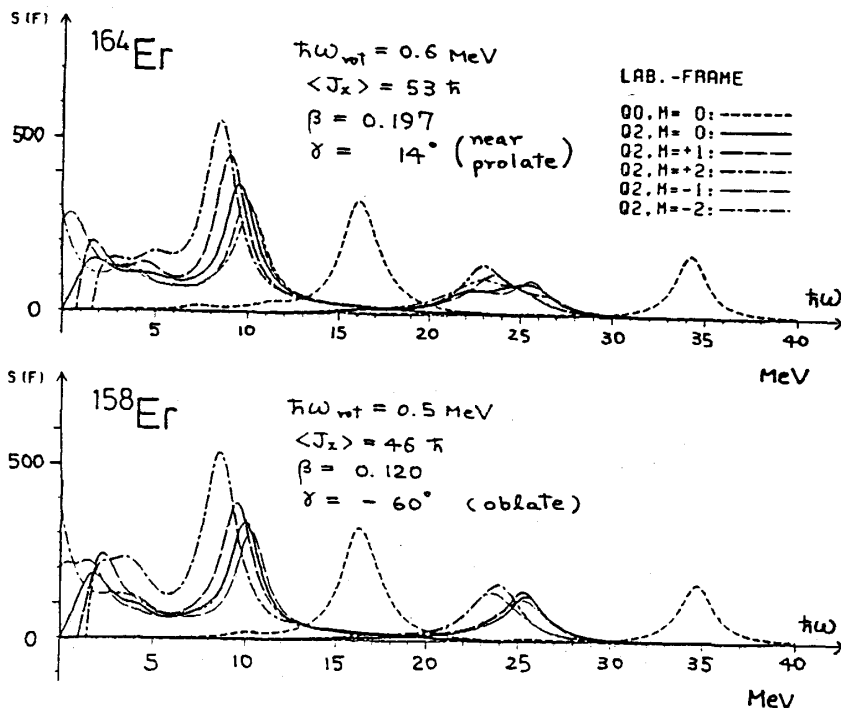
- a) 非軸対称変形 ( $r \neq 0$ ) をしているが角速度  $\omega_{\text{rot}} = 0$  の場合。
- b)  $\omega_{\text{rot}} \neq 0$  でも変形が回転軸のまわりに軸対称である場合。

第 1 図に GQR の変形による splitting と回転による splitting を上記 b) の場合に例示している。これらは数値計算結果の定性的理解に有用である。実際、第 2 図の realistic な計算結果が例示しているように、prolate 型の変形でポテンシャルの対称軸が回転軸と直交している場合についてさえ、isoscalar GQR に対する回転効果に関しては b) の場合に期待されるパターンがすでに形成されていることは非常に興味深い。これらの結果はプログレス誌に投稿中の論文にまとめられている。<sup>1)</sup>



第1図 オブレート変形の場合の遷移強度。

$\epsilon$  は変形パラメタ,  $\omega_0$  は調和振動子ポテンシャルの振動数パラメタ,  $\mu$  は GQR の角運動量の回転軸成分。  
 $\epsilon = -0.3$ ,  $\omega_{rot} / \omega_0 = 0.08$  の場合が示されている。



第2図 実験室系での GMR と GQR に対する強度関数。

M は遷移演算子の角運動量の回転軸成分。図に示されている高スピン状態では  $^{164}\text{Er}$  はプロレート型,  $^{158}\text{Er}$  はオブレート型であり, 平衡変形が異っているにも拘らず, 回転効果による巨大共鳴の splitting に関しては両者共に類似の性質を示している。

(4) 第2図に例示した高スピン・イラスト上に形成される巨大共鳴に対する強度関数の計算は2段階で行われる。第1段階では、回転座標系で定義された応答関数  $R(Q^\dagger, Q; \omega)$  を計算し、これから

$$S(Q; \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} R(Q^\dagger, Q; \omega)$$

の関係を通じて強度関数

$$S^{(\text{rot})}(Q; \omega)$$

を得る。第2段階では、遷移演算子  $Q$  の量子化軸を回転軸方向に変換しておいたうえで準古典近似で導かれる関係

$$S^{(\text{lab})}(Q_{\lambda\mu}; \omega) = S^{(\text{rot})}(Q_{\lambda\mu}; \omega - \mu \omega_{\text{rot}})$$

を用いて、実験室系での強度関数  $S^{(\text{lab})}$  を求める。強度関数の性質はこの座標変換によって著しい変更を受けるので、回転効果に対する正確な評価の為にはこの変換が非常に重要である (ref. 3) ではこの変換が正しく逐行されていない)。上式で採用した準古典近似は高スピン・イラスト領域に対しては良い近似であると思われる。他方、この変換を完全に量子力学的に逐行する処方は確立していない。ここで一つの注意をつけ加えておく。実験室系での強度関数  $S^{(\text{lab})}(Q; \omega)$  は  $\omega > 0$  に対して必ずしも正の値とは限らない。これは次の様な事情による。イラスト状態は励起状態であるから遷移エネルギー  $\hbar\omega$  は負の値も許される。ところで一般に

$$S^{(\text{lab})}(Q_{\lambda\mu}; \omega) = -S^{(\text{lab})}(Q_{\lambda-\mu}; -\omega)$$

の関係を証明できる。それ故、角運動量の変化

$$\Delta I = \mu$$

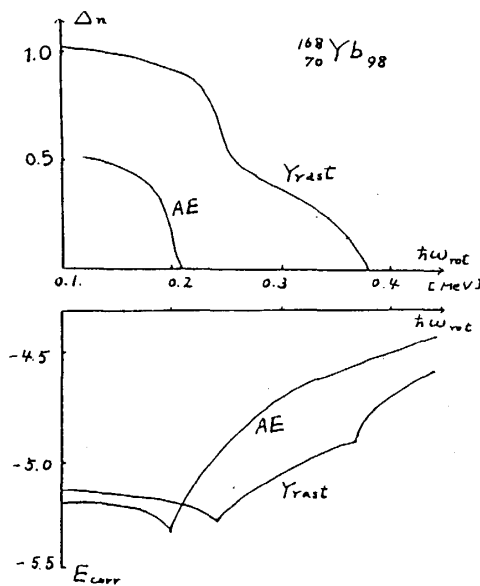
の  $\omega > 0$  の遷移で  $S^{(\text{lab})}$  が負となる部分は実際の物理的過程としては

$$\Delta I = -\mu$$

で  $\omega < 0$  の遷移に対応していると解釈すればよいことがわかる。

(5) ここで話が変わるが、最後に、高スピンの Pairing 相転移に伴う臨界現象について触れたい。ごく最近 Garrett は  $^{167-169}\text{Yb}$  のイラスト・スペクトルの系統的な分析の結論として  $\hbar\omega_{\text{rot}} \approx 0.4 \text{ MeV}$  領域での内部準粒子の alignment の振舞いはこの臨界現象を示唆していると指摘している。<sup>4)</sup> 対振動モードに対する基底状態相関エネルギー  $E_{\text{corr}}$  を  $\hbar\omega_{\text{rot}}$  の関数としてプロットすると、これは転移点で極小を示す。準粒子の alignment  $i$  はこの相関エネルギーまで考慮すると

$$i = -\frac{dE'_{\text{q.p}}}{d\omega_{\text{rot}}} - \frac{dE_{\text{corr}}}{d\omega_{\text{rot}}}$$



第3図  $^{168}\text{Yb}$  のイラスト状態 (g バンド及び s バンドからなる) と AE バンドに対する  $\Delta_n$  と基底状態相関エネルギー  $E_{\text{corr}}$ 。いずれも回転角速度  $\omega_{\text{rot}}$  の関数としてプロットしてある。

で与えられるから (第1項は独立準粒子近似での評価),  $E_{\text{corr}}$  が臨界点で極小になればその効果が alignment に敏感に反映する筈である。第3図に  $E_{\text{corr}}$  に対する私達の計算結果を示す。バンド交差に伴ってエネルギー・ギャップ  $\Delta$  が急激に減少する領域で  $E_{\text{corr}}$  が極小を示している事が確認できる。こうして準粒子 alignment の  $\omega_{\text{rot}}$  依存性に対する実験データの系統的分析を通じて、高スピンでの Pairing 相転移の微視的機構を知ることが可能になってきている。

#### 参考文献

- 1) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 72 (1984) 1017 ;  
Preprint KUNS 791 (投稿中)。
- 2) H. Kurasawa, Prog. Theor. Phys. 64 (1980) 2055.
- 3) P. Ring, L. M. Robledo, J. L. Egido and M. Faber, Nucl. Phys. A 419 (1984) 261.
- 4) J. D. Garrett, talk at the Niels Bohr Centennial Conference on Nuclear Structure, Copenhagen, May 20-24, 1985.

ぼることができる。このあたりの詳細な議論と  $B(E2)$  以外の量の計算結果は別の publication にゆずることとする。

以上によって  $H_0$  や  $E_r$  で見出された high- $j$  回転バンドの  $E2$ ,  $M1$  遷移がもつ signature 依存性は,  $\gamma$ -振動まで考慮に入れた P RM によって説明できそうだと結論できよう。三軸非対称変形による記述と比べてどちらが現象をよりよく説明するか今の段階では何とも言えない。精度の高い沢山の実験データに

ついて詳細に両者を比べる必要があるだろう。我々の模型は, これ迄の種々の面からの研究が作り上げた描像 — この領域の原子核は軸対称の平衡変形を持つ — と consistent であって, これは好ましい点と言えるだろう。

最後に decoupled band に関する三軸非対称変形モデルにコメントしておきたい。decoupled band の現れる遷移領域に於ては三軸非対称変形という考えはかなり不自然であってどのように正当化し得るのか難しい問題である。しかしこの領域では今我々の展開した模型も又自然とは言い難い。この領域では  $\gamma$ -不安定とするのが最も自然であろう。 $\gamma=0$  とか  $\gamma \neq 0$  とかに固定するのではなく  $\gamma$  について完全に力学的に扱う理論を我々は研究中である。 $\gamma$ -unstable な回転励起に粒子が結合するという見方で遷移領域の decoupled band の問題は解けるのではないかと期待している。

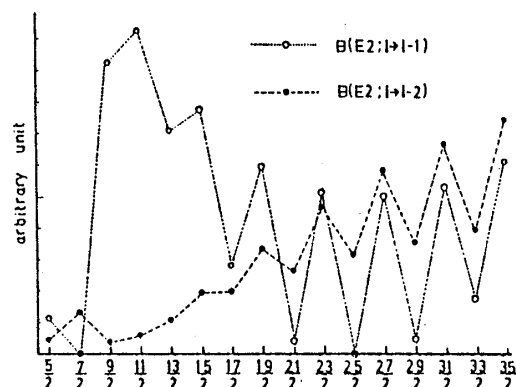
#### 参考文献

- 1) J. Meyer-ter-Vehn, Nucl. Phys. **A249** (1975) 111 及び 141.
- 2) G. B. Hageman et al., Phys. Rev. **25C** (1982) 3224.
- 3) M. Ohshima et al., J. Phys. Soc. Japan **52** (1983) 2959.
- 4) I. Hamamoto and B. R. Mottelson, Phys. Lett. **132B** (1983) 7.

### 高スピン・イラスト領域における 集団モードと準粒子モードの競合 — diabatic 表示の有効性 —

京大・理 清水良文  
松柳研一

(1) この数年のイラスト分光学の進展による最大の成果は「回転するポテンシャルのなかの一準粒子運動モード」の概念が精度よく成立していることが明らかになった点にあるといえる。すなわち, 回転ポテン



シャルの運動を(集団変数としての)角速度  $\omega_{\text{rot}}$  によって準古典論的に取扱い, 内部準粒子運動を微視的に記述する「回転座標系での殻模型」の描像が第ゼロ近似で成立することを示す豊富な実験データが蓄積されてきた<sup>1)</sup>。高スピン状態を記述する主要な理論的道具は Constrained Hartree-Bogoliubov (CHB) 近似であり, これによってイラスト状態そのものが分析されてきたが, 今や, イラストに限らずイラスト領域のスペクトルの示している豊富なバンド構造を統一的に取扱うことが必要になっている。この際, 問題とする角速度  $\omega_{\text{rot}}$  の領域に適した「準粒子配位の真空」と, ここからの準粒子励起の完全系を構成することによって内部構造の異なる回転バンド相互の間の相対的な励起エネルギーを陽に記述しようとする(クランキング模型に基づく)「殻模型的アプローチ」が有効である。

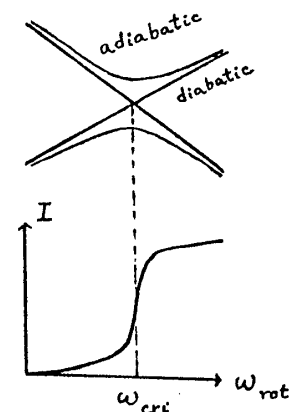
(2) 「回転系での準粒子スペクトル」の最大の特徴は静止系ではフェルミ面から遠くにあった準位といえども, 強いコリオリ力に応答して回転軸方向に角運動量整列をおこし易い準位のエネルギーが急速に降下することである。このため, イラスト状態の内部構造は角速度  $\omega_{\text{rot}}$  の増大とともに何度も劇的な変化を受ける。真空の準粒子配位が変化すれば勿論, 平均ポテンシャルの平衡変形やエネルギー・ギャップ  $\Delta$  も変化し, このことはまたポテンシャル内部の準粒子運動に反作用をもたらす。すなわち, 高スピン・イラスト領域では集団運動モードと個別粒子運動の競合が劇的であって, これらの間の自己無撞着な記述がきわめて重要である。この劇的な競合の有様を示しているのが, 異った回転バンドの間の バンド交差現象 に他ならない。

(3) バンド交差現象は(平均場近似による記述では)準粒子状態間の level crossing に対応する。勿論 level 間の相互作用のために一般には virtual crossing になる。古典近似である平均場近似では, この相互作用は同一の  $\omega_{\text{rot}}$  の値をもつ level 間で起るが, 現実の高スピン現象では, これらの levels はかなり異った角運動量状態に対応する。このために, level 間相互作用が弱い場合には  $\omega_{\text{rot}}$  の狭い領域で角運動量が急激に変化する。このような場合のバンド・バンド相互作用の取扱いには古典近似は良くない<sup>2)</sup>。CHB 近似による理論計算の結果と実験データの間に矛盾が見られる多くの場合について, その主要な原因が古典近似の欠点にあることを示すことができる<sup>3)</sup>。

(4) いくつかの研究グループは「バンド交差領域の取扱いの困難の主要な原因は古典近似による角運動量保存則の破れにある」との認識のもとに, 自己無撞着のクランキング模型(CHB 近似)で求めた内部状態から角運動量射影することを目指しているようである。しかしながら, 角運動量射影を行う前に, 内部状態の構成法に検討されるべき問題がある。CHB 近似の通常の方法では「adiabatic 表示におけるイラスト状態」を準粒子真空と定義する。この定義による真空は, バンド交差領域では交差する2種類の回転バンドの混合にならざるをえない。しかしながら, 上に指摘したように, バンド・バンド相互作用に対する古典近似の信頼性には疑問がある。そこで, level 間相互作用を除去した diabatic 表示<sup>1)</sup>を構成し, 臨界点  $\omega_{\text{cri}}$  を通過しても内部構造は滑らかにしか変化しないように準粒子真空を定義することを考える。こうすると, バンド交差領域にわたって回転バンドの identity が保証され, 我々の採用している回転座

標系がどの individual な回転バンドに付随したものが unambiguous に定義できる。

(5) この diabatic 表示は回転核の内部状態に対する第ゼロ近似と位置づけられる。この表示によって(一定の  $\omega_{rot}$  の値に対する)準粒子の完全直交系を定義した後、次の段階として準粒子間の残留相互作用を RPA 近似で取り扱う。よく知られているように、RPA 解の中には(一粒子近似のために破られた)角運動量保存則を回復する役割を担った Nambu-Goldstone モードが存在する。このモードを活用することによって静止座標系からみた核の全体としての波動関数を( particle-rotor 模型と同様な形式で)構成することができる。角運動量射影法と異なり、この方法の厳密な基礎づけは未完成であるが、このアプローチは射影法よりも将来の拡張性に富んでいると思われる。例えば、振動モードの導入が容易である。実際、2次元回転の問題である pairing-rotation の場合には、このアプローチを厳密に定式化することが可能である<sup>4)</sup>



第 1 図

(6) Bengtsson-Frauendorf<sup>5)</sup>がエネルギー・ギャップ  $\Delta$  の  $\omega_{rot}$  依存性を無視して計算した「回転系での準粒子スペクトル」が高スピンの実験データと驚くほどよい一致を示すことが明らかになって以来、この事実と CHB 近似による自己無撞着計算との矛盾<sup>6)</sup>が説明のないままに残されてきた。後者の adiabatic 表示に基づく計算結果によれば  $\Delta$  は  $\omega_{rot}$  の増大につれて著しく減少しなければならない。この問題に対して diabatic 表示に基づく我々の自己無撞着計算の結果<sup>4),7)</sup>は次のような回答を与える。「 $\Delta$  の値は準粒子配位に強く依存するので、異なった回転バンドの  $\Delta$  は著しく異なる。他方、個別の回転バンドにおいては  $\Delta$  の  $\omega_{rot}$  依存性は(多くの場合)無視できるほど弱い。このことは Bengtsson-Frauendorf の計算を正当化するとともに、その成功の鍵が diabatic 表示の採用にあることを意味する。」Diabatic 表示によれば、イラストに沿って見た場合、バンド交差点で  $\Delta$  が階段状に変化するという描像が得られる。これは角運動量整列した準粒子のブロッキング効果のためであるが、計算結果は(中性子系において)フェルミ面近傍の4個の準粒子が整列すると  $\Delta = 0$  となることを示している。現在注目を集めている  $^{168}\text{Hf}$  の角運動量  $I \approx 30$  の領域<sup>8)</sup>は既にそのような領域に達していることが示唆される。これは、かつて Motte-lson-Valatin が予言した超伝導→正常相への相転移が実現したことを意味するが、その微視的機構は旧い描像とは著しく異なっている。

(7) Diabatic 表示の構成法は唯一でない。我々は変形殻模型空間を unique-parity 軌道 ( $i_{13/2}$ ) とそれ以外に分類し、前者に対して田中・末包によって提案された方法<sup>9)</sup>を用いている。unique-parity 軌道にある準粒子状態は「回転軸方向の角運動量成分」を(近似的に)良い量子数として持ち、元々 diabatic 基底に近い性質を有している。その他の normal-parity で low-j の軌道の場合には、むしろ adiabatic 基底の方がより適切である場合が多い。回転する変形ポテンシャルの中の一粒子状態が unique-parity,

large-j で強いアイデンティティを示す状態と、お互いに混じりあって chaotic な性質を示す状態という (大まかに分類して) 2種類から形成されていることが高スピン・イラスト領域でのバンド交差現象を極めて豊かなものになっている。

(8) 我々は上に述べた観点に基づいて次の問題を議論した。

(i) 対相転移の機構 —— 前臨界現象<sup>10)</sup>は実験で見えるか?

この問題はバンド・バンド相互作用の下で個別のバンドがどの程度アイデンティティを持続(喪失)するかによって依っている。

(ii) 回転整列した準粒子励起に伴う非軸対称変形の実現

我々は「回転系で(平均的に)速度分布が等方的になるべし」という準古典的要請を採用することによって平衡変形の計算を単純化した<sup>11)</sup>

(iii) 高スピンでのガンマ振動モードの性質の変化

diabatic 表示と自己無撞着四重極相関力を用いた RPA 計算によると、高スピンでガンマ振動は signature 量子数に関して強い splitting を起す<sup>3)</sup>一般に、負 signature (odd-I) モードの集団性が高く、非軸対称変形の成長に伴ってこのモードが wobbling モードに変化し<sup>12)</sup> オフレート変形の極限で high-K アイソマーの上に形成される歳差運動となることが予想される。我々は微視的に計算した慣性率  $\mathcal{J}_x$ ,  $\mathcal{J}_y$ ,  $\mathcal{J}_z$  の非軸対称度依存性が渦なし流体 → 剛体的性格に変化する有様を  $^{147}\text{Gd}$  の場合に対して例示した。

#### 参考文献

- 1) S. Frauendorf, in Nuclear Physics, edited by C. H. Dasso (North-Holland, 1982), p. 111.
- 2) I. Hamamoto, Nucl. Phys. A271 (1976), 15.
- 3) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, in preparation.
- 4) T. Suzuki, M. Fuyuki and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 65 (1981), 1667.
- 5) R. Bengtsson and S. Franendorf, Nucl. Phys A327 (1979), 139.
- 6) 矛盾点は例えば I. Hamamoto, Proc. of 1982 INS Int. Symp. on Dynamics of Nuclear Collective Motion, p. 78 に整理されている。
- 7) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 70 (1983), 144 and 319.
- 8) R. Chapman et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983), 2265.
- 9) Y. Tanaka and S. Suekane, Prog. Theor. Phys. 66 (1981), 1639.
- 10) A. Bohr and B. R. Mottelson, Physica Scripta 24 (1981), 71.
- 11) Y. R. Shimizu and K. Matsuyanagi, preprint KUNS 707.
- 12) この点を最初に指摘したのは D. Janssen and I. N. Mikhailov, Nucl. Phys. A318 (1979), 390.



hamiltonian の取り方に依存するが、今回は、Nilsson + monopole type pairing を用いたことを付け加えておく。

## 文 献

- 1) R. Bengtsson and S. Frauendorf: Nucl. Phys. **A314** (1979) 27.
- 2) D. Janssen and I. N. Mikhailov: Nucl. Phys. **A318** (1979) 390.
- 3) T. Kishimoto et al: Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 552.
- 4) A. Bohr and B. R. Mottelson: Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Tokyo 1977, J. Phys. Soc. Japan **44** (1978) Suppl. p. 157.
- 5) I. Hamamoto: Nucl. Phys. **A271** (1976) 15.

## 歳差運動の RPA

京大・理 松 柳 研 一

最近 Gd-Dy 領域に発見されたイラスト・トラップ(高スピン・アイソマー)のうえに集団的回転バンドが存在するであろうか? もし存在するとすれば、この回転バンドは古典論での歳差運動を量子化したものになっている筈である。もちろん、この歳差運動は有限多体系が自らの相互作用を通じて形成するものであるから、上記の設問は「大きな  $K$  量子数をもつ内部状態に対して集団的回転運動が実現する条件を明らかにせよ」という問題と同等である。これに答える為の第一歩は、この歳差運動を特徴づける慣性率  $\mathcal{J}_\perp$  と振動数  $\omega$  を RPA で計算してみることであろう。<sup>1)-4)</sup>

$\Delta K = +1$  型の励起モードに対する RPA の分散式は<sup>2)</sup>

$$\omega F_+(\omega) = 0,$$

$$F_+(\omega) = -\frac{1}{2} \sum_{\mu\nu} f_{\mu\nu}^2 E_{\mu\nu} \left\{ \frac{\langle \mu | J_+ | \nu \rangle^2}{E_{\mu\nu} - \omega} - \frac{\langle \mu | J_- | \nu \rangle^2}{E_{\mu\nu} + \omega} \right\}$$

という構造になる。ゼロ・エネルギー解は系の角運動量の大きさを保存したまま、その方向を変化させる機能を有する。他方、 $F_+(\omega)$  を  $\omega=0$  のまわりで断熱展開すると

$$F_+(\omega) = F_+(\omega=0) + \left. \frac{dF_+}{d\omega} \right|_{\omega=0} \cdot \omega + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2F_+}{d\omega^2} \right|_{\omega=0} \cdot \omega^2 + \dots$$

$$= K - \mathcal{J}_{\perp}^{(\text{Inglis})} \cdot \omega + \frac{1}{2} \frac{d^2 F_+}{d\omega^2} \Big|_{\omega=0} \cdot \omega^2 + \dots$$

であることがわかる。それ故、第3項以下を無視できる場合には

$$\omega \approx \omega^{(\text{Inglis})} = K / \mathcal{J}_{\perp}^{(\text{Inglis})}$$

が歳差運動の振動数となる。但し、 $\mathcal{J}_{\perp}^{(\text{Inglis})}$  は Inglis のクランキング公式による慣性能率である。

第1図に示したのは、典型的な高スピン・アイソマーである  $^{147}\text{Gd}$  の  $J^{\pi} = 49/2^+$  状態に対する計算例である。このアイソマーは  $\pi(h_{11/2})^2 \nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})$  配位にある準粒子が角運動量整列した内部構造をもつ。すなわち、 $4K=1$  型の励起モードに対する真空は、第ゼロ近似で、

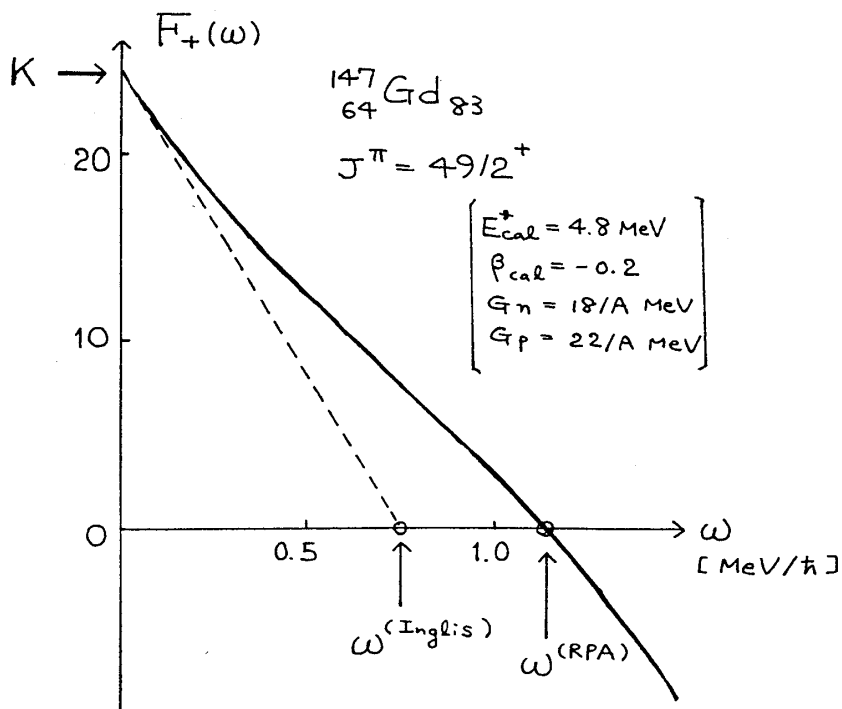
$$|\phi_0\rangle = \underbrace{c_1^+ c_2^+ \dots c_i^+}_{\text{角運動量整列した核子}} \prod_{\alpha>0} \underbrace{(u_{\alpha} + v_{\alpha} c_{\alpha}^+ c_{\alpha}^{\pm})}_{\text{Cooper ペアーを形成している核子}} |0\rangle$$

角運動量整列した核子

Cooper ペアーを  
形成している核子

$$(m_1 + m_2 + \dots$$

$$+ m_i = K)$$



第1図

という型の内部構造をもつ。エネルギー・ギャップ  $\Delta$  は角運動量整列した準粒子の配位に強く依存して変化するので、第 1 図に示した計算では、これらの準粒子によるブロッキング効果を取り入れた BCS 近似を出発点にしている。この図から明らかなように、強い非断熱効果のために RPA で計算した慣性率、 $\mathcal{J}_{\perp}^{(RPA)}$  は  $\mathcal{J}_{\perp}^{(Inglis)}$  より著しく小さくなる（振動数  $\omega^{(RPA)}$  は  $\omega^{(Inglis)}$  より大きくなる）。剛体値  $\mathcal{J}_{\perp}^{(rigid)}$  と比較すると  $\mathcal{J}_{\perp}^{(RPA)}$  は  $\frac{1}{3}$  程度に減少している。Gd-Dy 領域の、現在迄に実験で知られている、他のアイソマーに対しても RPA 計算の結果はほぼ同様な性質を示している。したがってこれらのうえに立つ集団的回転バンドは、その独自性 (identity) を確立できるほどには成長していない、と推定される。

他方、Hf 領域の高スピン・アイソマーに対する RPA 計算の結果は、非断熱効果が弱く  $\mathcal{J}_{\perp}^{(RPA)}$  は、 $\mathcal{J}_{\perp}^{(Inglis)}$  とほぼ等しいことを示している。Hf 領域と Gd-Dy 領域の差異の主要な原因は、フェルミ面近傍の殻構造が著しく異っていることに求められる。

#### 参考文献

- 1) 松柳研一, 素粒子論研究 **61** (1980), 126 [原子核間衝突と高励起の諸要素に関する基研研究会, (1979年11月)報告]
- 2) 1980年原子核三者若手夏の学校報告集には、大きな  $K$  量子数をもつ内部状態を真空とする RPA の特徴など、詳しく書いておいた。
- 3) H. Kurasawa, Prog. Theor. Phys. **64** (1980), 2055.
- 4) A. Bohr and B. R. Mottelson, preprint NORDITA-80/47 [Contribution to the Örenäs Conference on Nuclei at Very High Spin, June 1980].

このプレプリントでは、研究会で論じたテーマに対する、より明快な議論が見られる。また、C. G. Anderson, J. Krumlinde, G. Leander and Z. Szymanski, preprint Lund-MPh-80/12 が Pb 領域と Hf 領域の原子核に対して、本報告と類似な計算を逐行している。

理論の詳細については Prog. Theor. Phys. Vol. 63, No. 2 を, また理論の応用性およびモード結合の問題に関する部分についても, 引き続き Prog. Theor. Phys. に発表する予定ですので参照ください。

## References

- 1) B. Sorensen, Nucl. Phys. A177 (1971), 465.  
S. Iwasaki, T. Marumori, F. Sakata and K. Takada, Prog. Theor. Phys. 56 (1976), 1140  
  
F. Sakata, S. Iwasaki, T. Marumori and K. Takada, Z. Phys. A286 (1978), 195  
  
K. Takada and S. Tazaki, Prog. Theor. Phys. 61 (1979), 1666
- 2) T. Suzuki, F. Fuyuki and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 61 (1979), 1682
- 3) M. Hasegawa and N. Kanesaki, Prog. Theor. Phys. 58 (1977), 1405

## A simple model of interweaving collective excitations

K. Matsuyanagi

(Dep. of Phys., Kyoto Univ.)

京大・理 松 柳 研 一

## Abstract

The interplay of pairing and quadrupole modes of excitation is studied in an exactly soluble  $R_4$  model suggested by Mottelson<sup>1)</sup>, which may be regarded as a drastically simplified version of the pairing plus quadrupole force model.

## § 1. はじめに

軸対称変形核における aligned coupling scheme の波動関数は

$$\prod_{i=1}^n c_i^+ c_i^+ |0\rangle = \frac{1}{n!} (X^+)^n |0\rangle, \quad (1)$$

$$\text{但し } X^+ = \sum_{i=1}^n c_i^+ c_i^+$$

と書ける。対相関のため超伝導状態になれば Bogoliubov 変換の係数  $u_i, v_i$  を用いて、

$$X^+ = \sum_{i=1}^n \frac{v_i}{u_i} c_i^+ c_{\bar{i}}^+ \quad (2)$$

となる。すなわち、軸対称変形核の内部状態は角運動量保存則を破ったクーパー・ペアー  $X^+$  の凝縮体とみなすことができる。これを一定の角運動量  $J$  をもつペアー  $A_J^+$  で  $X^+ = \sum \phi_J A_J^+$  と展開すれば、一般に  $J$  の小さなもの ( $J=0, J=2$ ) が主要であるが、これらの重みは対ポテンシャルと四重極変形度の競争、すなわち  $J=0$  の対相関と (粒子-空孔) 四重極相関の競争によって決定される。クーパー・ペアー  $X^+$  の内部構造は両者の競争に本質的に依存して変化するわけである。このことは  $j^n$  配位の場合に  $\phi_J$  の解析的な表式が

$$\phi_J \approx \sqrt{\frac{2J+1}{\Omega}} \int_0^x P_J(z) \frac{v(z)}{u(z)} dz, \quad (3)$$

$$z = m/\Omega, \quad x = n/\Omega, \quad \Omega = j + 1/2,$$

で与えられることから容易に確かめることができる。

異なる型の集団励起モードのあいだのモード・モード結合を取扱う微視的理論の研究はまだ始まったばかりであり、簡単であるとされている pairing plus quadrupole (P + QQ) force を採用した場合といえども、それがもたらす dynamics は十分に複雑である。最近 Mottelson によって示唆された<sup>1)</sup>  $R_4$  模型に於ては“対相関型”のモードと単純化された“四重極型”のモードが競合し、しかも、それらが他の自由度と完全に分離しているので、モード・モード結合理論にとって格好の試金石を提供する。

## § 2. $R_4 = SU(2) \times SU(2)$ 模型

殻模型における  $j^n$  配位を考え、この系のハミルトニアンを

$$H = -GA^+A - \frac{1}{2} \chi Q^+Q \quad (4)$$

とおく。但し

$$A^+ = \sum_{m>0} c_m^+ c_{\bar{m}}^+, \quad (5)$$

$$Q^+ = Q = \sum_m \sigma_m c_m^+ c_m, \quad (6)$$

$$\sigma_m = \begin{cases} +1 & \text{for } |m| < \Omega/2, \\ -1 & \text{for } |m| > \Omega/2, \end{cases} \quad \Omega = j + 1/2 = \text{even}$$

である。更に、演算子

$$B^+ = \sum_{m>0} \sigma_m c_m^+ c_m^+, \quad N = \sum_m c_m^+ c_m, \quad (7)$$

を導入しておくこと  $\{A^+, A, B^+, B, N, Q\}$  は群  $R_4$  をつくる。これらの交換関係は

$$\left. \begin{aligned} [A, A^+] &= Q - N, & [B, B^+] &= Q - N, \\ [N, A^+] &= 2A^+, & [N, B^+] &= 2B^+, \\ [Q, A^+] &= 2B^+, & [Q, B^+] &= 2A^+, \\ [B, A^+] &= Q, & [N, Q] &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

となり、ペア  $A^+$  と  $B^+$  はお互いに独立ではない。これは“対相関”の強い極限から出発した描像を与える。一方、

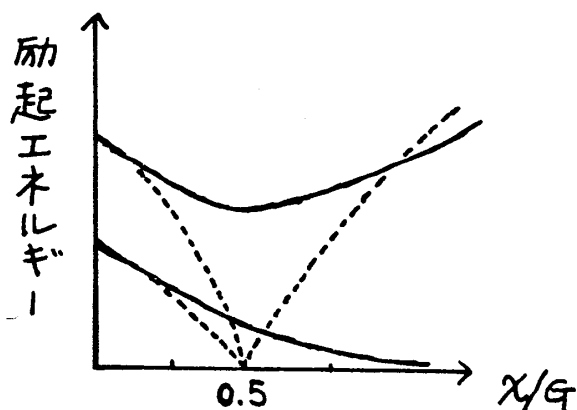
$$\left. \begin{aligned} K_+ &= \frac{1}{2} (A^+ + B^+), & L_+ &= \frac{1}{2} (A^+ - B^+), \\ K_- &= \frac{1}{2} (A + B), & L_- &= \frac{1}{2} (A - B), \\ K_0 &= \frac{1}{4} (N + Q - Q), & L_0 &= \frac{1}{2} (N - Q - Q), \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

を導入すると  $K, L$  はそれぞれ準スピン演算子となる。この表現は“四重極相関”の強い極限から出発した描像を与える。 $R_4$  描像がふさわしい球形領域と  $SU(2) \times SU(2)$  描像がふさわしい変形領域のあいだの転移点は、相互作用の強さが  $G = 2\chi$  なる関係を満足するとき発生する ( $2\chi > G$  で変形がおこる)。このことは Hartree-Bogoliubov 近似 + RPA によって容易に確かめることができる。系の励起スペクトルは第1図のようになる。実線は厳密解を示す。

変形一体場 + RPA 近似によつては、変形領域での第一励起状態をまったく記述できないことに注意しよう。

### § 3. 対回転モードの分離と(内部)準粒子空間の導入

$R_4$  模型では monopole pairs  $A^+, A$  のひきおこす運動は対回転 (pairing rotation) モードに他ならない。それゆえ、考察下の系の力学を次の集団的部分空間に厳密に転写することができる<sup>2)</sup>



第1図 点線はRPA、実線は厳密解の定性的ふるまいを示す。臨界点は  $\chi/G = 0.5$  で与えられる。

$$\left\{ \underbrace{\frac{1}{\sqrt{n!}}(B^+)^n | 0 \rangle}_{\text{内部空間}} \otimes \underbrace{e^{i\frac{N}{2}\Phi}}_{\text{対回転}} \right\}, \quad (10)$$

ここで $\Phi$ は対回転の角度を表現するために導入された補助変数であり、 $N$ は系の粒子数(固有値)である。 $B^+$ は(内部)準粒子モード( $a_m^+$ ,  $a_m$ )によって形成された“四重極フォノン”演算子である; $B^+ = \sum_{m>0} \sigma_m a_m^+ a_m^+$ . それに従う交換関係は

$$[B, B^+] = 2S - \frac{2}{(2S)(2S+1)} B^+ B, \quad (11)$$

$$2S = Q - \hat{n}, \quad \hat{n} = \sum_m a_m^+ a_m \quad (\text{セニオリティの個数演算子})$$

となる。交換関係が複雑になるのは、内部自由度を対回転モードと厳密に直交させたことへの代償である。導入された集団的部分空間に対応して、系のハミルトニアンをモード・モード結合が明瞭に見てとれる形に変換することが可能である。<sup>2)</sup>

$$H \rightarrow H_{\text{内部}} + H_{\text{対回転}} + H_{\text{結合}}. \quad (12)$$

(内部)準粒子空間の導入は、必然的に粒子数保存則の破れを伴う。この保存則を保障するために通常採用されている方法は射影法である。しかし、我々は射影法とは全く異なる観点を採用していることを強調しておこう。すなわち、破られた対称性は準粒子モードと対回転モードの間の相互作用として姿を現わし、このモード・モード結合を通じて対称性が回復される。考察下の模型の場合には、このモード・モード結合を近似なしで厳密に解くことができるので、残された問題は内部空間に対する近似法の検討となる。

#### § 4. (内部)準粒子空間での近似法

Lie-Holzwarth によって提案された<sup>3)</sup> modified Marumori 変換によって内部準粒子ペア  $\bar{B} \equiv B/\sqrt{Q}$  に対するボソン表現を求めよう。理想的なボソン ( $\hat{B}$ ,  $\hat{B}^+$ ) によって張られる空間が

$$\{ |n\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{n!}} (\bar{B}^+)^n |0\rangle \} \leftrightarrow \{ |n\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{n!}} (\hat{B}^+)^n |0\rangle \} \quad (13)$$

という状態間の1対1対応を満足するという要請から

$$U = \sum_n |n\rangle \langle \bar{n}|, \quad |\bar{n}\rangle \equiv \frac{1}{\sqrt{\langle n|n\rangle}} |n\rangle, \quad (14)$$

を用いて

$$\bar{B}^+ \Leftrightarrow U \bar{B}^+ U^\dagger = \hat{B}^+ \hat{F}, \quad (15)$$

$$\hat{F} = \sum_n F_n |n\rangle \langle n|, \quad F_n = \sqrt{\frac{\langle n+1 | n+1 \rangle}{\langle n | n \rangle}}$$

となる。modified Marumori method では“計算演算子”  $\hat{F}$  をボゾンの級数展開で表現するのであるが、もしも一般の  $F_n$  に対する解析的な表現を求めることができれば、展開を避けることができる。例えば、 $C$  をある定数として  $F_n = \sqrt{1 - Cn}$  であれば、明らかに  $\hat{F} = \sqrt{1 - C\hat{n}}$  であるから、 $U\bar{B}^+U^+ = \hat{B}^+ \times \sqrt{1 - C\hat{B}^+\hat{B}}$  となる。これが  $SU(2)$  のボゾン表現の場合の事情であった。 $\bar{B}, \bar{B}^+$  がより複雑な交換関係に従うために  $F_n$  を正確に求めることが困難である場合にも、もしも  $F_n$  に対する良い近似式を求めることができれば、これを展開の第ゼロ近似とすることによって新しい型の展開が可能となる。これが岩崎-坂田-高田の方法<sup>4)</sup>のアイデアである。この方法を  $R_4$  模型の場合に適用すると、 $\hat{F}$  に対する第ゼロ近似として上式で

$$C = \frac{1}{\Omega} + \frac{1}{(\Omega-1)(\Omega-2)} \quad (16)$$

と置いたものが得られる。この第ゼロ近似で評価されたノルム  $\langle n | n \rangle$  の値と正確な値との比較が第 2

図に示されている。これは  $\Omega=10$  の

場合であるから正確解で許される  $n$

の最大値 (最高セニオリティ数の半分) は  $n_{\max} = \Omega/2 = 5$  である。

$n_{\max}$  の近傍を除いて優れた近似に

なっていることがわかる (もちろん、

$\Omega$  をより大きくすれば、ますます正確な値に近づく)。もしも、意図的に

$C = 2/\Omega$  と置けば  $n_{\max}$  に対する

正しい境界条件が押えられるが、この

場合、物理的な領域におけるノルム

の値が不正確になってしまう。第

3 図には (内部ハミルトニアンの中

にあらわれる) 演算子  $B^+B^+$  の行列

要素に対する正確な値と近似値が比

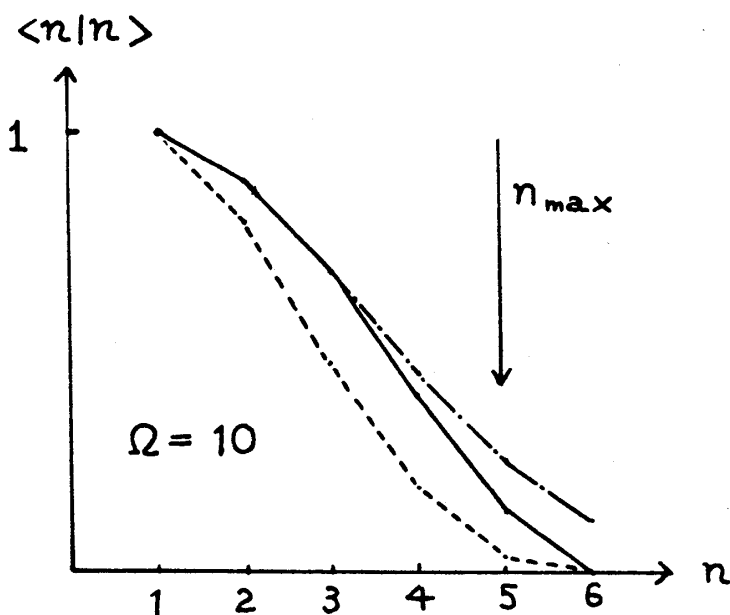
較されている。この図には modified

Marumori 展開による第 1 次近似 (RPA の次の order だけを考慮したもの) の結果も示されている。い

ずれも  $n_{\max}$  の近傍を除いて優れた近似法になっていることが見られる。 $n_{\max}$  付近で近似が悪くなる原因は、

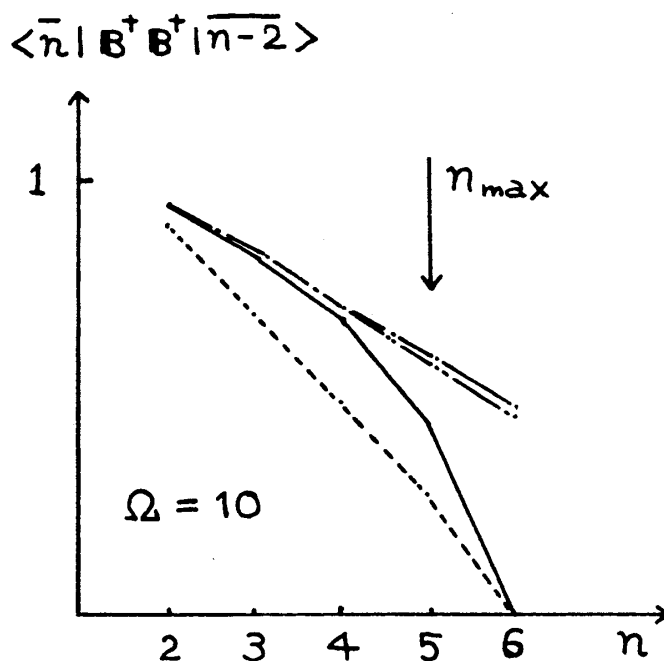
この近似法が “small parameter”  $(2S)^{-1}$  による展開になっているためである。準スピンの値は  $2S = \Omega$

$-n$  であるから、これは  $n = 2n \rightarrow \Omega$  の極限ではもはや “small” ではない。



第 2 図 多フォノン状態のノルム。実線は厳密解、一点鎖線は Ref. 4) の第ゼロ近似によるもの、破線は (16) 式で  $C = 2/\Omega$  と変更した場合の結果を示す。





第3図 RPA近似(ボソン近似)での値を1と規格化した際の行列要素. 実線は厳密解, 一点鎖線は, Ref. 4)の第ゼロ近似, 二点鎖線は改良丸森変換の第1次近似, 破線は(16)式で  $C=2/\Omega$  と変更した場合の結果を示す.

### §5. おわりに

$R_4$  模型の場合について, 改良ボゾン展開法<sup>3),4)</sup>の収束性が(最高セニオリティ状態の近傍を除いて)非常に良いことを確かめた. このような結果が得られた重要な理由は, 対回転モードを分離し(内部)準粒子空間に対してこの近似法を適用したところにある. したがって, 対回転モードとのモード・モード結合は explicit に取扱う必要がある<sup>2)</sup> ひとたび対回転モードを分離すれば,  $R_4$  模型の場合には, モード・モード結合によって“四重極フォノン”の内部構造が変化する余地はもはや残されていない. すなわち, フォノンの内部構造が rigid である場合には, (同じ型のモード間の相互作用を取扱う方法としての)既製のボゾン展開法はすでに優れた収束性を示している. したがって, 現実の転移領域核の主要な課題は, 異なる型のモード間の相互作用や, フォノンの内部構造の変化を取扱える方法を開発することによって, それらがバンド構造形成に果している役割を分析することである, といえよう.

### References

- 1) I am indebted to B. R. Mottelson for suggesting this model (September 1979).
- 2) T. Suzuki, M. Fuyuki and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. **61** (1979) 1682; **62** (1979) 690.
- 3) S. G. Lie and G. Holzwarth, Phys. Rev. **C12** (1975) 1035.
- 4) S. Iwasaki, F. Sakata and K. Takada, Prog. Theor. Phys. **57** (1977) 1289.

### Ⅲ 高スピン状態などに関する集団運動モード

#### 1. $I \geq 20$ の高スピン状態に関するいくつかの話題

京大・理 松 柳 研 一

##### § 1. はじめに

核構造の観点からいえば、大きな角運動量をもつ状態（高スピン状態）を作るには、次の2つの極端な場合のどちらかを想定することができる。<sup>1)</sup>

(1) 集団的回転運動の角速度を増大させる。この場合には、一粒子ポテンシャルが回転軸のまわりに非対称になっていなければならない（回転対称性を破っていないなければならない）。

(2) フェルミ面近傍の個々の核子もっている角運動量を空間の一定方向に整列させる（角運動量整列結合様式）。この場合には、一粒子ポテンシャルは整列軸のまわりに対称であってもよい。むしろ、対称であることが好ましい。

この2つは明確に区別することのできる運動であって、それぞれ集団運動と独立粒子運動というお互いに対立する概念に基づいている。もちろん、現実の高スピン状態では、両者の運動が絡みあっているであろう。両者の中間的状況においては、系の全体としての角運動量は部分的に集団的回転運動によって、部分的に、何個かの核子の角運動量整列によって供給されていることになる。この“絡みあい”のありさまは、原子核の殻構造を反映して、きわめて多様なものであるだろう。

最もよく知られた“後方歪曲現象”の場合には、2個の準粒子の角運動量が集団的回転運動によってつくられた角運動量の方向に整列することが原因であった。このことに関係して、(1)の描像から出発して、そのうえで(2)の効果を取りこんでゆくという研究がさかんに行われてきた。しかし、むしろ(2)の描像を出発点として、その基礎のうえに(1)の運動を考察した方が、イラスト線近傍の高スピン状態の構造をより簡単に理解できる場合も多いと思われるので、今回はそのような視点から研究の現状をレビューすることにしよう。

##### § 2. 核子（準粒子）の角運動量整列とイラスト・トラップ<sup>2)</sup>

角運動量整列結合様式によってイラスト線が形成されている典型例は現在のところ  $^{208}\text{Pb}$  近傍と  $^{146}\text{Gd}$  近傍の核領域に見い出されている。前者の核領域では  $h_{9/2}$ ,  $f_{7/2}$ ,  $i_{13/2}$  などの準位にいる陽子と  $g_{9/2}$ ,  $i_{11/2}$ ,  $j_{15/2}$  などの準位にいる中性子の角運動量が整列を起しやすい条件が揃っている。例えば  $^{212}\text{Rn}$  における角運動量  $I=30$  をもつアイソマー（イラスト・トラップ）<sup>3)</sup> は殻模型の言葉では  $\pi \{ (h_{9/2})^2 f_{7/2} i_{13/2} \} \nu \{ (p_{1/2})^{-2} g_{9/2} j_{15/2} \}$  という配位をもっていると推定することができる。後者の核領域では  $h_{11/2}$  準位にいる陽子と  $h_{9/2}$ ,  $f_{7/2}$ ,  $i_{13/2}$  などの準位にいる中性子の角運動量が整列に関与していると思われる。この核領域に対する、いくつかの実験データを表1に示しておく。

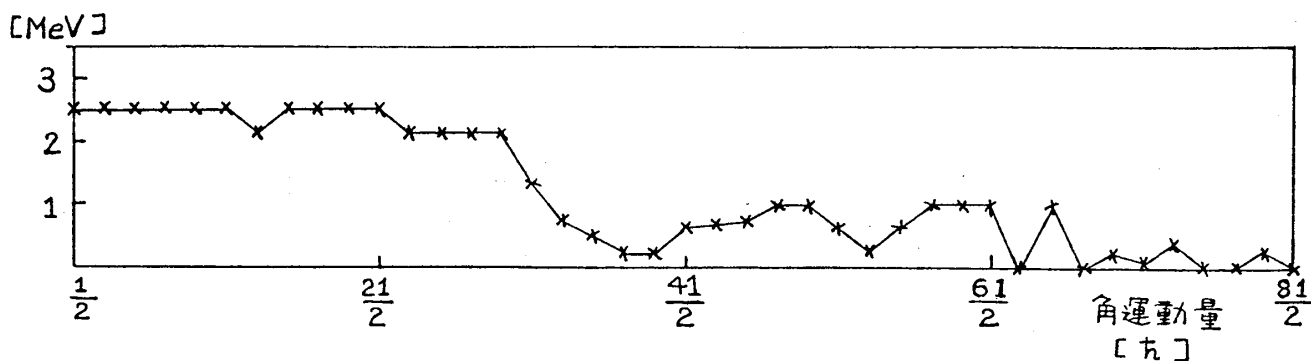
表1に示した状態は、いずれもイラスト・アイソマー（イラスト・トラップ）になっている。角運動量整列状態は、他の種類の状態と比べて、結合エネルギーが大きいのでアイソマーになる確率が高いのである。現在のところ、①イラスト・アイソマーの構造（配位）の解明と、②イラスト線の平均的勾配（励起

表 1

核	励起エネルギー	スピン・パリティ	文献	準粒子配位に対する推定 <sup>8)</sup>
$^{146}\text{Gd}$	$\lesssim 8.3$	$\lesssim 20$	4)	$\pi(h_{11/2})^2 \nu(f_{7/2} i_{13/2})$
$^{147}\text{Gd}$	$7.6 \pm 0.4$	$51/2 \pm 6/2$	5)	$\pi(h_{11/2})^2 \nu(f_{7/2} h_{9/2} i_{13/2})$
$^{152}\text{Dy}$	5.0	$16^+$	6)	$\pi(h_{11/2})^4$
	6.1	$20^-$	6)	$\pi(h_{11/2})^2 \nu(f_{7/2} i_{13/2})$
	7.8	$26^-$	6)	$\pi(h_{11/2})^4 \nu(f_{7/2} i_{13/2})$
	10.1	30	7)	$\pi(h_{11/2})^4 \nu\{(f_{7/2})^3 i_{13/2}\}$
$^{152}\text{Er}$	$8.5 \pm 0.4$	$25 \pm 2$	5)	$\pi(h_{11/2})^4 \nu(f_{7/2} i_{13/2})$
	$> 12.2$	$> 33$	5)	$\pi(h_{11/2})^4 \nu\{(f_{7/2})^2 h_{9/2} i_{13/2}\}$

単位 [MeV]

エネルギーを角運動量  $I(I+1)$  の関数とみた場合の微係数)を説明できるかどうかという点に理論的努力が注がれている。これらを決定する主な要因は①一粒子準位の殻構造とその変形依存性、②対相関とその配位依存性である。 $^{146}\text{Gd}$  近傍の核領域を  $^{208}\text{Pb}$  近傍の核領域と比較すると、前者の場合①対相関が高スピンまで持続する(第1図をみよ)、②四重極変形に対する復元力パラメータが小さい(柔らかい)、



(脚注)

イラスト状態の対相関エネルギーの角運動量依存性に対する一つの理論的描像。ブロッキング BCS 近似を用いた計算で、 $^{151}\text{Gd}$  の陽子配位に適切なパラメータが用いられている。

第 1 図

①他の型の表面振動モード(特に  $3^-$ )との結合が強いために、より複雑になっている。そのために、現在迄に発表されている理論的計算には例えばイラスト線の平均的勾配が小さくなり過ぎるという弱点がある。(もちろん、理論計算の中のパラメータを調節すれば実験データを再現することは可能である。例えば、対相関力の強さを無理に 50%程度増加させればよい。しかし、その正当化はむづかしい。)これらの問題を解明するために採用されているアプローチには①  $j-j$  結合殻模型から出発するものと、②変形独立粒子模型から出発するものの2種類がある。ときに、両者を対立させて把える傾向が見られるけれども、両者は全然矛盾しない筈である。このことに関連して、“閉殻外の核子(または準粒子)の角運動量整列によって閉殻芯自体も変形するかどうか”という問題が“争点”にされることもあるが、Hartree-Fock-(Bogoliubov)近似の立場からは答は自明であろう。むしろ、現在最も興味深い問題は、更に大きい角運動量 ( $I \geq 40$ ) をもつイラスト・トラップが見つかるかどうかである。このことに関する実験的研究は、高スピンでの殻構造に対する本質的に重要な情報を提供することが期待されるから。

### § 3. 角運動量整列状態の上立つ集団回転バンド(才差運動の微視的記述)

④ 古典力学では“対称こま”の回転エネルギーは、対称軸を第1軸と名付ければ

$$E = \frac{1}{2J_{\perp}} I^2 + \frac{1}{2} \left( \frac{1}{J_{\parallel}} - \frac{1}{J_{\perp}} \right) I_1^2 \quad (1)$$

で与えられるので、 $J_{\perp} > J_{\parallel}$  (プロレート変形) の場合には  $I_{\parallel} = 0$ ,  $J_{\parallel} > J_{\perp}$  (オブレート変形) の場合には  $I_1 = I$  がイラスト状態となる。いずれの場合にも、イラスト状態は最大の慣性能率をもつ主軸のまわりの一様な回転状態である。しかし、核子多体系の回転運動に対する量子論的解釈には、両者のあいだに本質的な相違がある。これらは、それぞれ、§ 1 で述べた 2 つの極限に対応する。さて、§ 2 で述べたようにイラスト線が角運動量整列状態によって形成されている場合を想定しよう。これは古典論ではオブレート変形の場合に相当する。イラスト線の構造が解明されたとすれば、その次に設定されるべき理論的課題は、イラスト線近傍の集団励起モードの研究である。再び古典力学によれば、イラスト線からの低エネルギー励起は才差運動であって、その振動数は

$$\Omega_B = \left( \frac{1}{J_{\perp}} - \frac{1}{J_{\parallel}} \right) I_1, \quad (2)$$

(対称軸まわりの角運動量ベクトル  $\mathbf{I}$  の才差運動の振動数)

$$\Omega_L = I/J_{\perp} \quad (3)$$

(角運動量ベクトル  $\mathbf{I}$  のまわりの対称軸の才差運動の振動数)

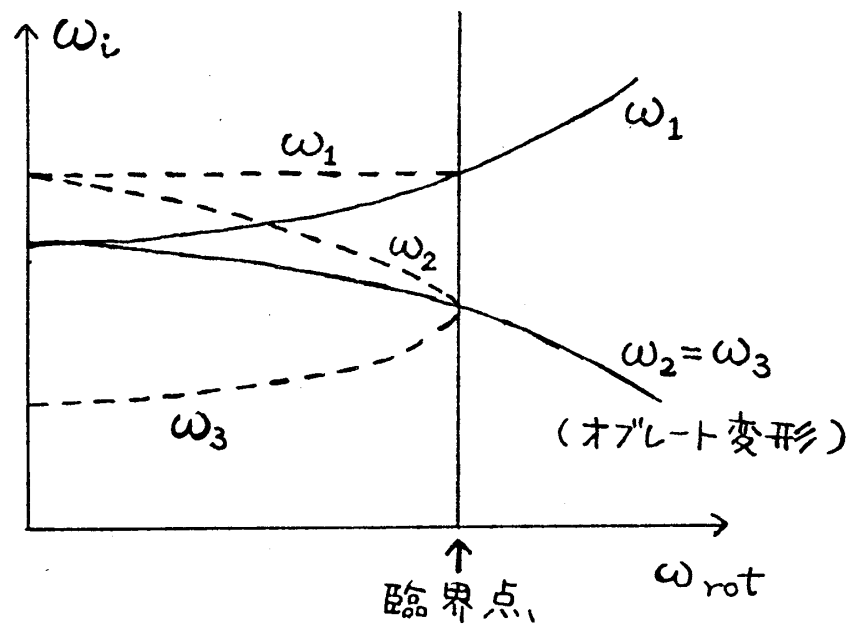
で与えられる。

**B** 核子多体系の量子力学において、これらに対応する運動がどのように記述されるであろうか。これを簡単に見るために、核内ポテンシャルが調和振動子型である場合について考えよう。まず最初にイラスト状態についての解を求めておかなければならない。この目的をもって、“クランキング・ハミルトニアン”

$$H' = \sum_{k=1}^A (h')_k, \quad h' = \sum_{i=1}^3 \hbar \omega_i c_i^+ c_i - \omega_{\text{rot}} j_1 \quad (4)$$

を導入する。ここで  $j_1$  は角運動量演算子の第 1 軸成分である。問題のポイントは一粒子ポテンシャルの変形度  $\{\omega_i\}$  自体を“角速度”  $\omega_{\text{rot}}$  の関数として“self-consistent”に決定することである。この“self-consistent”の条件の課し方には、いろいろな考え方が<sup>1), 9) ~ 13)</sup> 与える条件によって解の詳細が異なるばかりでなく、 $\omega_{\text{rot}}$  を角速度と見るかラグランジュ未定乗数と見るかという解釈の違いもあらわれてくる<sup>13)</sup>。しかし、それにも拘らず大局的には第 2 図のような解が得られる。この図のなかで実線で示した解に注目しよう。この解が我々の想定していた状況であり、 $I = 0$  で球形であった状態から出発して、 $I$  の増大とともにオブレート変形が成長する性質を示している<sup>14)</sup>。これは回転液滴模型と同じ性質である。軸対称な解であるから、変数を  $a_{\alpha} = c_1$ ,  $a_{\beta} = (c_2 + ic_3)/\sqrt{2}$ ,  $a_{\gamma} = (c_2 - ic_3)/\sqrt{2}$  と変換するだけで  $h'$  は対角的になる。

$$h' = \hbar \omega_{\parallel} a_{\alpha}^+ a_{\alpha} + \hbar (\omega_{\perp} - \omega_{\text{rot}}) a_{\beta}^+ a_{\beta} + \hbar (\omega_{\perp} + \omega_{\text{rot}}) a_{\gamma}^+ a_{\gamma}. \quad (5)$$



第 2 図

いま, "self-consistency" の条件として Bohr-Mottelson 型のもの<sup>1)</sup>すなわち "核子系の密度分布が回転座標系での静的ポテンシャルに比例する" という条件を採用すれば

$$\omega_{\parallel} \Sigma_{\alpha} = (\omega_{\perp} + \omega_{\text{rot}}) \Sigma_{\beta} = (\omega_{\perp} - \omega_{\text{rot}}) \Sigma_{\gamma} \quad (6)$$

という関係式が得られる。ここで

$$\Sigma_{\alpha} = \sum_{k=1}^A (n_{\alpha} + \frac{1}{2})_k, \quad n_{\alpha} = \langle a_{\alpha}^+ a_{\alpha} \rangle \quad (7)$$

(  $\beta, \gamma$  についても同様 )

であり, これらは  $\omega_{\text{rot}}$  の関数である。この際, 配位  $\{\Sigma_{\alpha}, \Sigma_{\beta}, \Sigma_{\gamma}\}$  は  $\omega_{\text{rot}}$  の関数として不連続的に変化することを許さなければならない。すなわち, 断熱近似を使ってはならない。

簡単な計算により

$$\begin{aligned} J_{\parallel} &\equiv \frac{1}{\omega_{\text{rot}}} \langle \sum_{k=1}^A (j_1)_k \rangle = \frac{\hbar}{\omega_{\text{rot}}} (\Sigma_{\gamma} - \Sigma_{\beta}) \\ &= \frac{\hbar}{\omega_{\text{rot}}} (\Sigma_{\gamma} + \Sigma_{\beta}) = m \langle \sum_{k=1}^A (x_2^2 + x_3^2)_k \rangle \end{aligned} \quad (8)$$

の関係を確かめることができる。すなわち,  $J_{\parallel}$  は剛体値をとる。逆に言えば, 我々は  $J_{\parallel}$  が剛体値となるような "self-consistency の条件" を課したわけである。

C) 次に, 対称軸 (第1軸) のまわりの一様な回転に, 垂直軸 (例えば第2軸) のまわりの回転を重ね

合わさった状況を考えよう(第3図をみよ)。Bで求めたイラスト状態に関する知識を用いて、クラッキング模型の枠内で  $J_{\perp}$  を評価すると

$$J_{\perp}^{\text{crank}} = m \left\langle \sum_{k=1}^A (x_3^2 + x_1^2) \right\rangle \left\{ 1 + \frac{4\omega_{\parallel}^2}{\omega_{\parallel}^2 + \omega_{\perp}^2 - \omega_{\text{rot}}^2} \cdot \frac{\omega_{\text{rot}}^2}{\omega_{\parallel}^2 - \omega_{\perp}^2} \right\}$$

$$\approx m \left\langle \sum_{k=1}^A (x_3^2 + x_1^2) \right\rangle \quad (9)$$

(ほぼ剛体値)

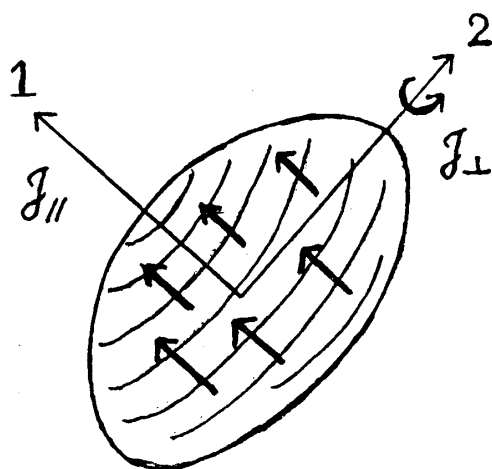
という結果がえられる。しかしながら、考察下の問題にクラッキング模型が適用可能かどうかについては、検討を要する。次に見るように、 $K \neq 0$  の内部状態のうえにたつ回転バンドの場合には、四重極型の残留相互作用が  $J_{\perp}$  の値に寄与するので、この効果を評価する必要があるわけである(よく知られているように  $K=0$  の場合には、この効果はゼロである)。

D  $I_1$  の固有値  $K=0$  である基底状態近傍の集団的回転運動を“遷移  $K$  量子数”  $\Delta K = \pm 1$  の内部励起に対する RPA によって記述する理論は良く知られている。<sup>15)~19)</sup> これを有限の  $K$  をもつ回転バンドに拡張する試みも既に10年以上もまえに冠によって検討されている。<sup>15)</sup> この種のアプローチを高スピン状態に関連して発展させることによって“才差運動”を微視的に理解することが可能になると思

れる。大きな  $K$  をもったイラスト状態を“真空”と定義して、そこからの  $\Delta K = \pm 1$  内部励起モードを考えよう。この際、注意しなければならない点は“真空”が時間反転に関する不変性を破っていることである。このことが集団励起モードの性質にどのような影響を及ぼしてくるかを見るのが問題のポイントである。四重極型の残留相互作用を仮定すれば、その結合定数は条件  $[H, J_{\pm}] = 0$  から定まり、 $\Delta K = \pm 1$  モードの励起エネルギー  $\hbar\Omega$  を決定する(RPA近似による)分散式は

$$\hbar\Omega \left\{ \sum_{ij} (\theta_j - \theta_i) \frac{(\varepsilon_i - \varepsilon_j) \langle i | J_{\pm} | j \rangle^2}{(\varepsilon_i - \varepsilon_j) - \hbar\Omega} \right\} = 0 \quad (10)$$

という構造をもつ。ここで  $\varepsilon_i$  は任意のポテンシャルの中の準位  $i$  に対する一粒子エネルギーであり  $\theta_i$  はその占有数である。分散式(10)の  $\sum_{ij}$  を準位  $i$  と、その時間反転準位  $\tilde{i}$  に分割して書きなおしてみればわかることであるが、この式は通常の RPA の場合と異り、 $\Omega \rightarrow -\Omega$  のおきかえに関して必ずしも対称になっていない。この非対称性の原因は、一般には  $\theta_i \neq \theta_{\tilde{i}}$  であることにある。すなわち“真空”(イラスト状態)が時間反転不変性を破った内部構造をもっていたことが、このような形で励起モードの運動方程式にはねかえているのである。



第 3 図

ポテンシャルが軸対称の調和振動子型である場合には、分散式(10)の解を容易に求めることができる。正エネルギー解を

$$\Omega = \frac{K}{J_{\perp}^{\text{RPA}}(\Omega)} \quad (11)$$

という形に書くと、

$$J_{\perp}^{\text{RPA}}(\Omega) = m \left\langle \sum_{k=1}^A (x_3^2 + x_1^2) \right\rangle \frac{(\omega_{\parallel}^2 + \omega_{\perp}^2 - \Omega^2) + (3\omega_{\parallel}^2 + \omega_{\perp}^2 - \Omega^2) \frac{\omega_{\text{rot}}^2}{\omega_{\parallel}^2 - \omega_{\perp}^2}}{\omega_{\parallel}^2 + \omega_{\perp}^2 - \omega_{\text{rot}}^2} \quad (12)$$

という結果になる。通常、 $\omega_{\parallel} \gg \Omega$ ,  $\omega_{\perp} \gg \Omega$  という条件が満足されているので、(12)の右辺における  $\Omega$  を無視すると  $J_{\perp}^{\text{RPA}}$  は(9)式の  $J_{\perp}^{\text{crank}}$  に帰着する。但し、(12)式の導出の途中、イラスト状態に対する“self-consistency”の条件(6)を用いた。 $I \gtrsim K$  の場合には(11)式が、(3)式で与えられていた才差運動の(実験系からみた)振動数にちょうど対応していることは注目に値する。分散式(10)は現在、コペンハーゲンにおいて G. Leander, K. Neergaard, T. Døssing などによって詳細に検討されている。<sup>20)</sup>

㊦ 次に、才差運動に対する実験データを検討しよう。§ 2 で述べた  $^{208}\text{Pb}$  近傍と  $^{146}\text{Gd}$  近傍のイラスト・トラップのうえにたつ集団回転バンドは、まだ見つかっていない。しかし、例えば  $^{176}\text{Hf}$  においては  $K=16$  をもつ内部状態のうえに立つ回転バンドまで観測されている。<sup>21)</sup> プロレート変形している Hf のような核のイラスト線上に大きな  $K$  をもつ角運動量整列状態が出現することは古典論からは全く予測できないことであるが、これは量子効果である殻構造と対相関のためである。すなわち、この核領域においては角運動量の対称軸成分が大きな値をもつ一粒子準位がフェルミ面近傍に集中しているため  $J_{\parallel}$  の値が大きい。一方、対相関のため  $J_{\perp}$  は剛体値より減少している(表2をみよ)。

表 2

$K^{\pi}$	$0^+$	$6^+$	$8_1^-$	$8_2^-$	$14^-$	$16^+$
$2J_{\perp}/\hbar^2$	68	80	80	117	102	124
セニオリティ	0	2	2	2	4	4

参考:  $(2J_{\perp}/\hbar)_{\text{rig}} \approx 168$  for  $\beta \sim 0.3$ ,

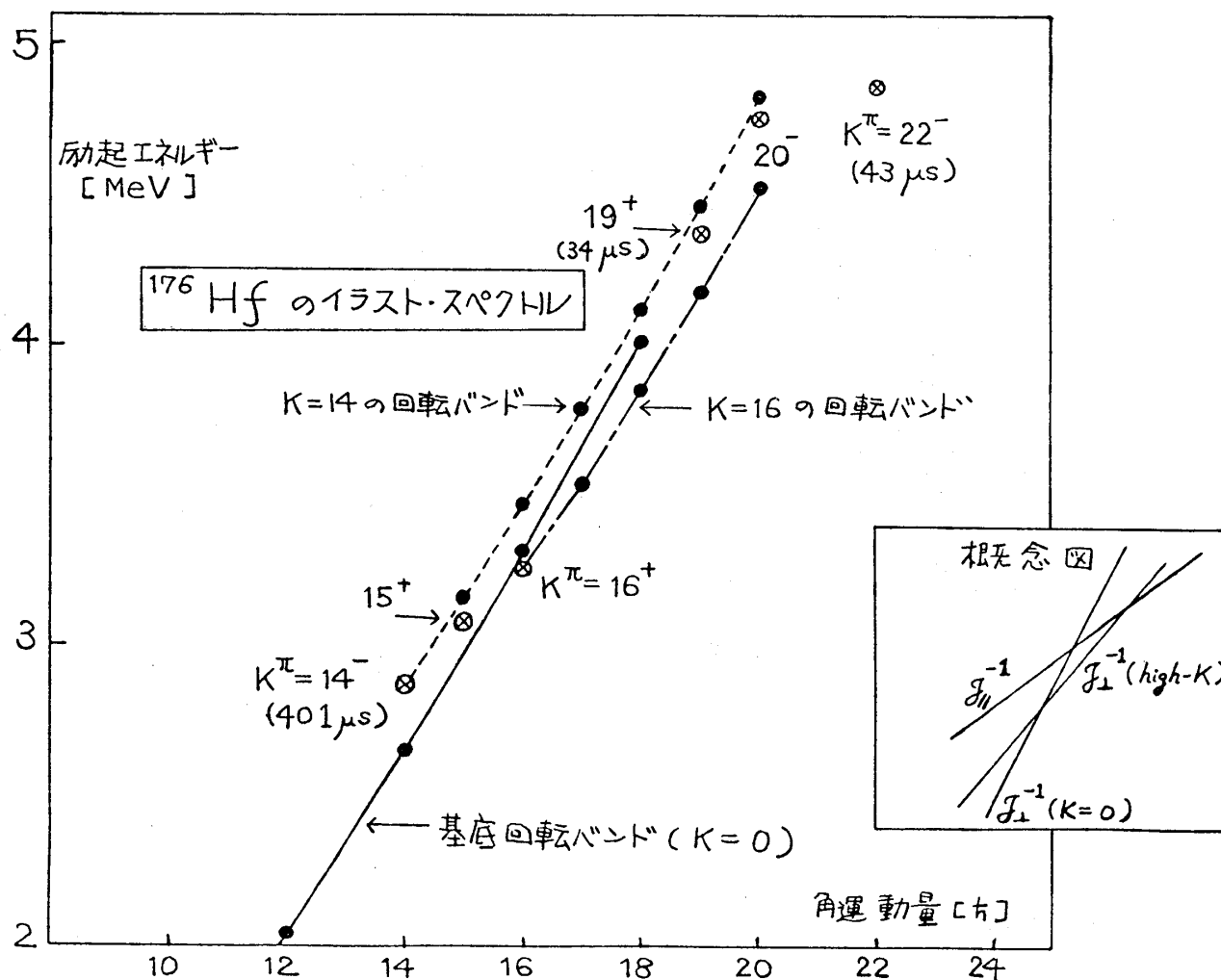
$(2J_{\parallel}/\hbar^2)_{\text{rig}} \approx 130$ ,

$(2J_{\parallel}/\hbar^2)_{\text{exp}} \approx 128$ , 単位  $[\text{MeV}^{-1}]$

こうして、イラスト線近傍で“対称軸まわりの回転”と“対称軸に垂直な軸のまわりの回転”が競合することになる(第4図をみよ)。§ 1 で述べた“中間的状況”の典型的な例である。

大きな  $K$  をもつ内部状態の上にとつ回転バンドには、いくつかの定性的特徴がある。まず、回転状態の





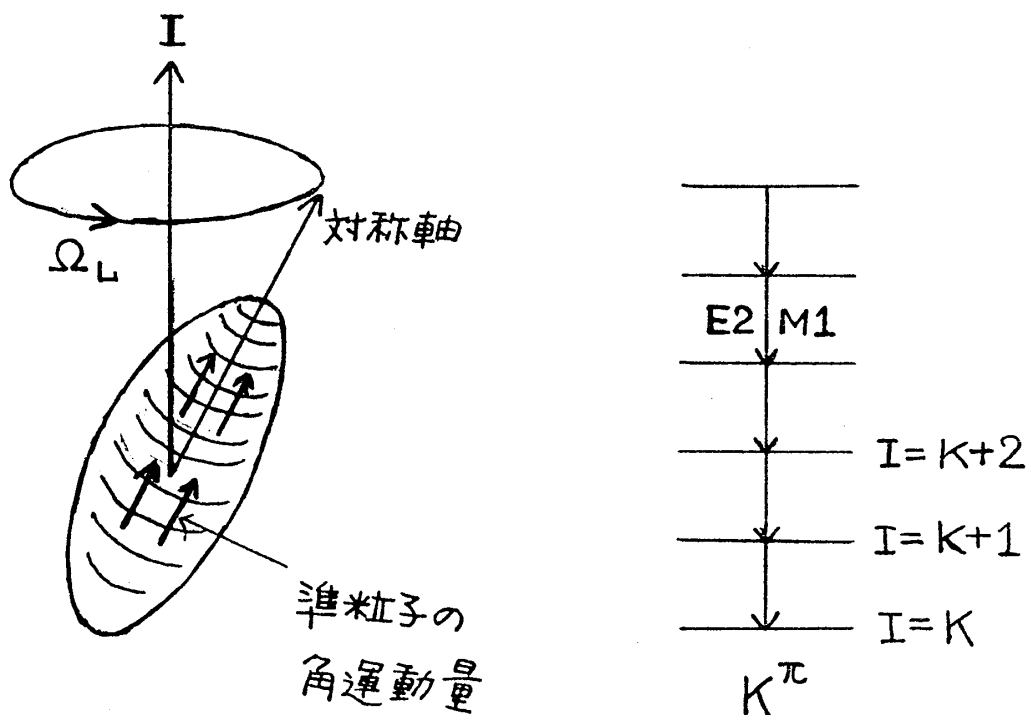
第 4 図

あいだのエネルギー間隔がほぼ一定になる (第5図をみよ)。このことは RPA 近似によって導入された "才差運動の量子" がボソンの振舞うことを示唆している。次に、遷移確率に対して次の式が良い近似式となることが期待される。

$$B(E2; K, I+1 \rightarrow K, I) \approx \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \frac{3}{K} (I-K+1), \quad (13)$$

$$B(M1; K, I+1 \rightarrow K, I) \approx \frac{3}{4\pi} \left( \frac{e\hbar}{2Mc} \right)^2 (g_K - g_R)^2 K^2 \frac{1}{K} (I-K+1) \quad (14)$$

この式において、 $(I-K)$  は "才差運動の量子" の個数に対応していることを注意しておこう。 $K \approx 0$  の場合との相違は、 $B(E2)$  が  $K^{-1}$  という因子だけ減少することである。これは才差運動の振幅が  $K^{-1/2}$  に比例することに対応している<sup>1)</sup> このために、大きな  $K$  になると  $B(E2)$  が非常に小さくなり、相対的に  $B(M1)$  の役割が重要になる。<sup>2)</sup> 逆に、 $B(M1)$  に対する実験値が得られれば  $g$  因子 ( $g_K - g_R$ ) を通じて内



第 5 図

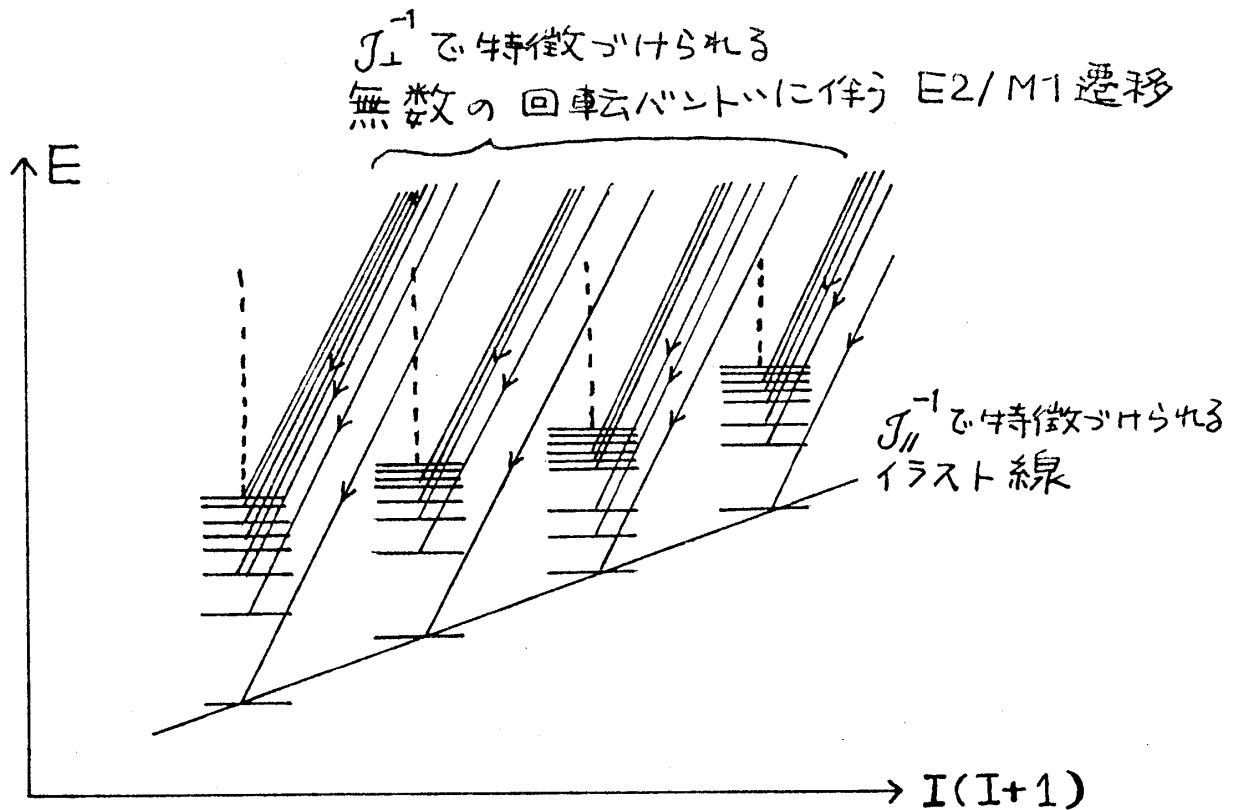
部状態に関する重要な情報を得ることができる。

$^{176}\text{Hf}$  に対して得られている実験データを分析するには、対相関をとりいれて、前節でのべた RPA を準粒子 RPA に拡張すればよい。この場合、多準粒子状態を“真空”と定義しなおすことが必要で、しかもエネルギー・ギャップは多準粒子の配位に強く依存するので、ブロッキング BCS 近似を出発点にとることが必要である。そうすれば、角運動量整列した準粒子励起に伴って、超伝導状態から正常状態に移り行く様相も同時に研究することができる。

#### § 4. 連続領域 (高温状態からイラスト線への到達経路)

イラスト線から 2MeV 程度うへの領域にすれば、すでに内部状態の準位密度が非常に大きくなる。これらのすべての内部状態に回転バンドが伴うと考えるのが合理的であろう。すなわち、無数の回転バンドを考慮しなければならない (第 6 図)。すると、もはや、これらの微視的回転状態を結びつける電磁遷移を離散的スペクトルとして分離することは不可能になる。このような連続スペクトル領域を議論するにあたって注意しておく必要があるのは“ $K$ 量子数はどこまで保存されるか”という問題であろう。この問題を研究するには、10 年ほど前から江尻らによって議論されてきた描像<sup>23)</sup>を出発点にして、その一般化を試みることが有意義であろう。

もしも非軸対称変形が実現すると、これに伴って wobbling motion (首振り運動) の描像が導入で



第 6 図

きることは良く知られている<sup>1)</sup>。この運動の振動数は

$$\Omega_W = I \sqrt{\left(\frac{1}{J_2} - \frac{1}{J_1}\right) \left(\frac{1}{J_3} - \frac{1}{J_1}\right)} \quad (15)$$

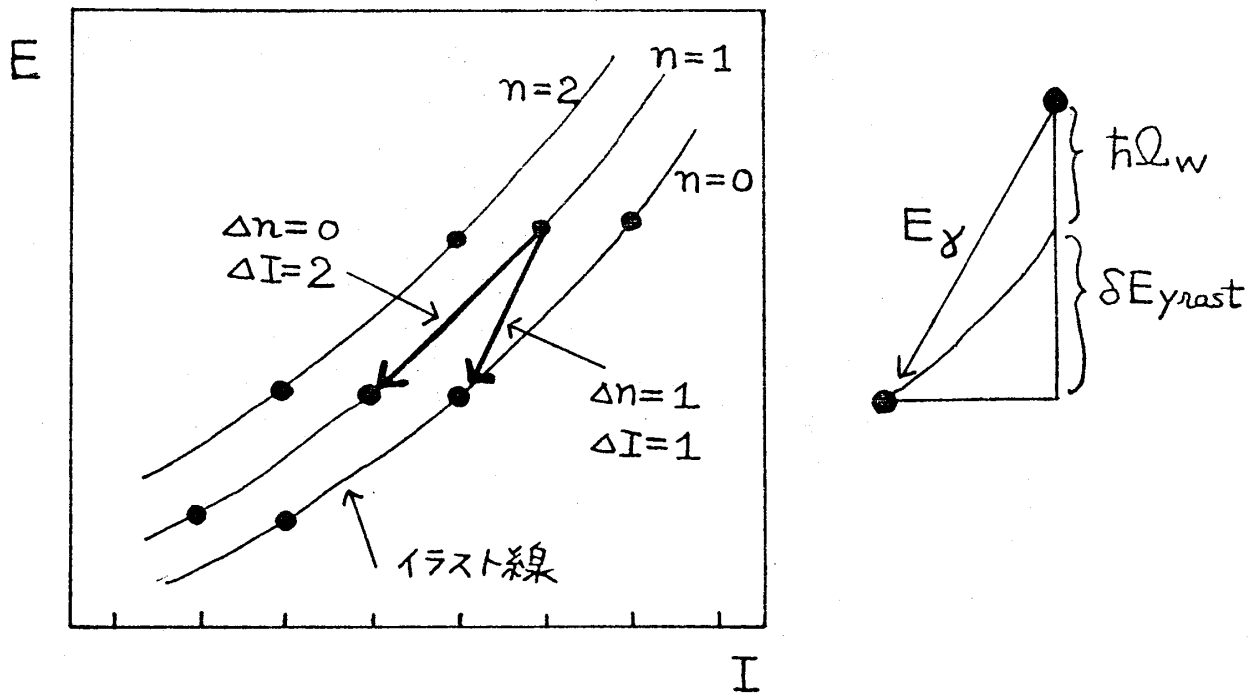
で与えられ、四重極遷移は "wobbling 量子数  $n$ " の値を変化させない  $\Delta n = 0$ ,  $\Delta I = 2$  型のものが主要になる (第7図をみよ)。(15式は軸対称変形の極限,  $J_2 = J_3$ , で才差運動の振動数(2式に帰着する。この意味で、首振り運動は才差運動の一般化になっている。しかし、この振動数  $\Omega_W$  は物体固定座標系から見た場合のものであるので、四重極遷移のガンマ線によって直接観測される量ではないことに注意しよう。§3で述べた才差運動に伴う四重極遷移は第7図では  $\Delta n = 1$ ,  $\Delta I = 1$  型の遷移に対応する。この遷移によるガンマ線のエネルギーは

$$E_r = \hbar \Omega_W + \delta E_{\text{yrast}} \quad (16)$$

で与えられる。これは  $J_1 = J_{\parallel} > J_{\perp} = J_2 = J_3$  の場合に確かに

$$E_r = \left(\frac{1}{J_{\perp}} - \frac{1}{J_{\parallel}}\right) I + \delta \left(\frac{I^2}{2J_{\parallel}}\right) = \delta \left(\frac{I^2 - K^2}{2J_{\perp}}\right) = \frac{I}{J_{\perp}} \quad (17)$$

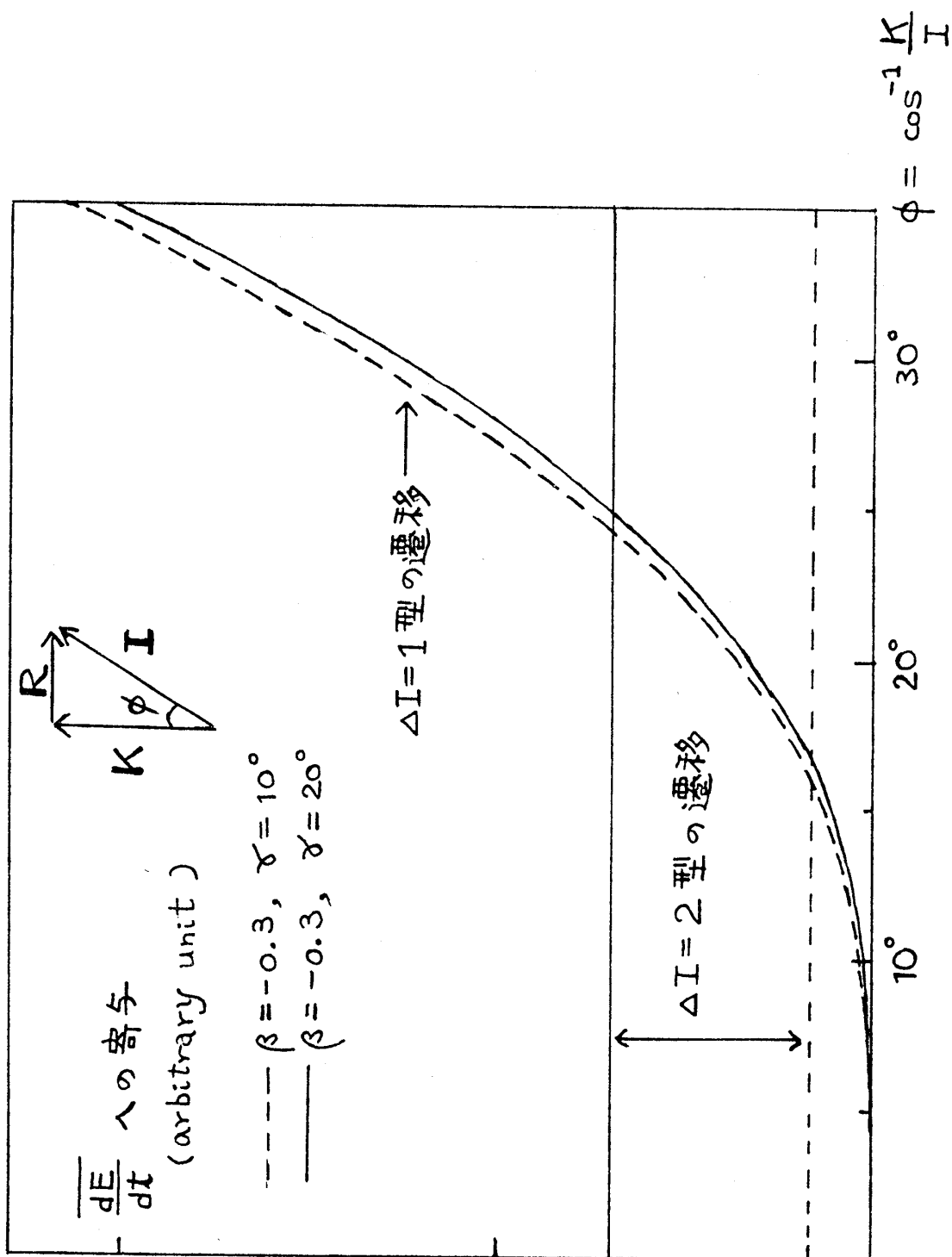
となっている。



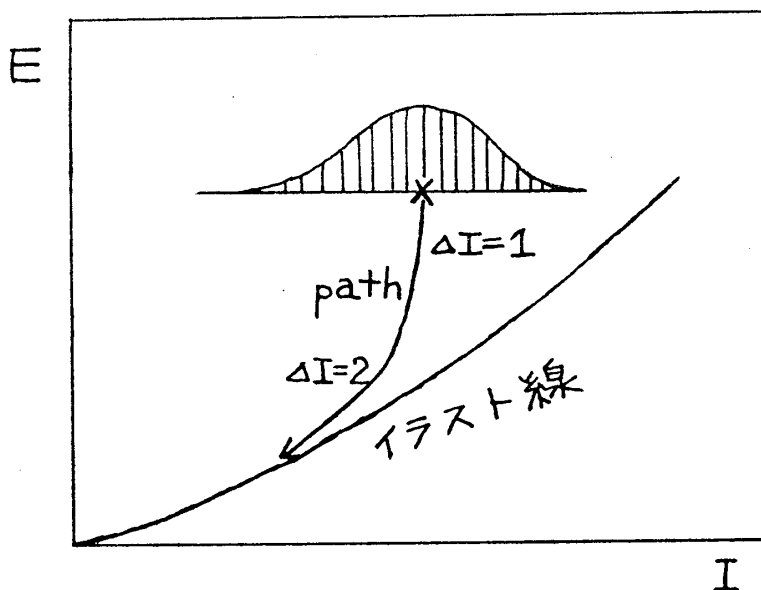
第 7 図

オブレート変形に小さな非軸対称変形が加わった状況を想定すると、そこでは  $\Delta I = 2$  型の遷移 (wobbling transition) と  $\Delta I = 1$  型の遷移 (precessional transition) が競争するであろう。この様子を簡単に見るには、高速回転している原子核からの四重極遷移を古典論で計算してみればよい。第 8 図には非軸対称変形度  $\gamma$  を摂動的に取り扱った場合の結果を示してある。この計算は冬木によってなされた<sup>24)</sup>。これは Strutinsky と Kolomietz の仕事<sup>25)</sup> を小さな非軸対称変形がおこっている場合に拡張したものであり、この計算に用いた式は附録に与えてある。 $\Delta I = 2$  の型の遷移はイラスト線に平行なガンマ線の流れをもたらすので、 $\Delta I = 2$  と  $\Delta I = 1$  の遷移の競争によって、高温の複合核状態から極低温のイラスト状態への到達経路<sup>26)</sup> が大きな影響を受ける (第 9 図)。この競争の様相は非軸対称変形度に強く依存している。

非軸対称変形度が大きくなると、もちろん上記のような摂動的取扱いは許されない。ここでの基本的課題は、任意のイラスト状態を真空として記述できるような集団運動の理論を構成することである。この場合、当然のことながら、“時間反転に対して不変な真空”という仮定をはずさなければならない。Marshalek<sup>27)</sup> や Janssen-Mikhailov<sup>28)</sup> の最近の仕事は、このような方向への試みとして位置づけられよう。この際、次のことに注意すべきである。§ 2 でみたように、核子 (準粒子) の角運動量整列が大切な役割を果していると、イラスト線には殻構造を反映した微視的不規則性があらわれる。この微視的不規則性の程度は (剛体回転の仮定から予想される) wobbling motion の  $\hbar\Omega_w \sim 100 \text{ keV}$  をはるかにう



第 8 図



第 9 図

わまわる 1 MeV にも達する。したがって、滑らかな  $\delta E_{\text{yrast}}$  を仮定する wobbling motion の描像は、すくなくとも微視的には破れていなければならない。

もちろん、このことは、多数の準位の平均的性質にのみ注目した場合の巨視的描像として wobbling 描像が実現されることまでを否定するものではない。この場合それは、イラスト分光学よりも、むしろ連続領域の統計的性質のなかに姿をあらわすものと期待される。

## 附 録

$J_{\parallel} > J_{\perp}$  であるオブレート変形に、小さな非軸対称変形が加わったとする。 $J_2 = J_{\perp} (1 - \epsilon)^{-1}$ ,  $J_3 = J_{\perp} (1 + \epsilon)^{-1}$  とおき、 $\epsilon$  を摂動パラメータとみなして非軸対称変形の効果を古典論にしたがって考察しよう。剛体の回転に対するハミルトン方程式を  $\epsilon$  の 2 次までで解いて<sup>29)</sup> 回転エネルギーを求めると

$$E = \frac{I^2}{2J_{\perp}} - \left( \frac{1}{2J_{\perp}} - \frac{1}{2J_{\parallel}} \right) K^2 - \frac{1}{16} \epsilon^2 \frac{J_{\parallel}}{J_{\perp}(J_{\parallel} - J_{\perp})} \cdot \frac{(I^2 - K^2)(I^2 + 3K^2)}{K^2} \quad (\text{A1})$$

となる。また、本文の(2), (3)式で与えられている才差運動の振動数はそれぞれ

$$\Omega_B = \left( \frac{1}{J_{\perp}} - \frac{1}{J_{\parallel}} \right) K \left\{ 1 - \frac{1}{8} \epsilon \sigma^2 (4 + 3 \tan^2 \phi) \right\}, \quad (\text{A2})$$

$$\Omega_L = \frac{I}{J_{\perp}} \left\{ 1 - \frac{1}{4} \epsilon \sigma (1 + \sec^2 \phi) \right\} \quad (\text{A3})$$

と修正される。但し

$$\phi = \cos^{-1}\left(\frac{K}{I}\right), \quad \sigma = \frac{J_{\parallel}}{J_{\parallel} - J_{\perp}} \epsilon \quad (\text{A4})$$

とおいた。四重極放射によるエネルギー損失を古典電磁力学に従って計算するためには、核の(実験室系からみた)四重極能率  $Q_{2\mu}$  の時間に関する3階導関数を計算しなければならない<sup>30)</sup>。物体固定座標系で定義された四重極能率を  $q_{2\nu}$  と書けば、 $Q_{2\mu} = \sum_{\nu} D_{\mu\nu}^2(\theta\phi) q_{2\nu}$  という関係がある。したがって、核の表面振動を無視すれば、問題はオイラー角  $\theta\phi$  の時間依存性を求めることに帰着する。この時間依存性を、 $\epsilon$  を摂動パラメータとみなして計算することにより<sup>29)</sup> エネルギー損失に対する次のような表式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{dE}{dt} = & \frac{1}{160 c^5} \left[ (\Omega_L)^6 \left\{ 2q_{20} \sin\phi \cos\phi \left( 1 + \frac{1}{8} \sigma^2 (1 - 3 \tan^2\phi - \tan^4\phi) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2}{3}} q_{22} \sigma \tan\phi (3 \cos^2\phi - 1) \right\} + (2\Omega_L - 2\Omega_B)^2 \right. \\ & \times \left\{ 2 \sqrt{\frac{2}{3}} q_{22} \cos^4\frac{\phi}{2} + \frac{1}{2} q_{20} \sigma \sin^2\phi (1 + \sec^2\phi) \right\}^2 \\ & \left. + (2\Omega_L)^6 \left\{ q_{20} \sin^2\phi \left( 1 - \frac{1}{8} \sigma^2 (2 - \tan^2\phi - \sin^2\phi) \right) \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{4} \sqrt{\frac{2}{3}} q_{22} \sigma (3 \sin^2\phi - \tan^2\phi) \right\}^2 + \dots \right] \quad (\text{A5}) \end{aligned}$$

ここに与えたのは  $dE/dt$  を時間  $\Delta t \gtrsim \pi/\Omega_L$  にわたって平均した量であり、大括弧のなかの第1項が(才差運動に伴う)  $\Delta I = 1$  型の遷移、第2項が  $\Delta I = 2$  型の遷移に対応する。第3項は軸対称かつ  $K=0$  の場合に通常基底回転バンド間遷移に帰着するものであるが、考察下の“大きな  $K$ ” の場合には極めて小さな寄与しか与えない。第4項以下にも、いろいろな項があらわれるが、それらの効果は小さい。式(A1)~(A5)は冬木・山村によって求められたものである。

#### 参考文献および注釈

- 1) A. Bohr and B. R. Mottelson: Nuclear Structure (Benjamin, 1975) Vol. II, Chap. 4.
- 2) この節のテーマについては、日本物理学会誌34 (1979) 570 に詳しく解説しておいたので、ここでは重複を避けた。
- 3) D. Horn, et al.: Nucl. Phys. A317 (1979) 520.
- 4) R. Broda, et al.: Z. Phys. A285 (1978) 423.
- 5) J. Borggreen, et al.: NBI preprint (1979) "Gamma-Spectroscopy within the Island of High-Spin Isomers near N=82".
- 6) J. C. Merdinger, et al.: Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 23.
- 7) T. L. Khoo, et al.: Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1027.
- 8) これらの実験データに対する理論的解釈はまだ確定的でない。ここにあげたのは T. Døssing, K. Neergaard と著者の未発表の計算に基づく一つの推定にすぎない。

- 9) J. G. Valatin: Proc. Roy. Soc. (London) **A238** (1956) 132.
- 10) V. G. Zelevinsky: Sov. J. Nucl. Phys. **22** (1975) 565.
- 11) G. Ripka, J. P. Blaizot and N. Kassis: "Heavy Ions, High-Spin States and Nuclear Structure" (IAEA Vienna 1975) Vol. I., p.445.
- 12) A. P. Stamp: Z. Phys. **A284** (1978) 305.
- 13) T. Troudet and R. Arvieu: Phys. Lett. **82B** (1979) 308.
- 14) この型の解の存在は、文献 10)には明確に指摘されている。また、この文献では本文中の(6)式を一般化した関係式が、異った仮定から求められている。
- 15) T. Kammuri: Prog. Theor. Phys. **37** (1967) 1131.
- 16) I. Hamamoto: Nucl. Phys. **A177** (1971) 484, **A232** (1974) 445.
- 17) T. Kammuri and S. Kusuno: Nucl. Phys. **A215** (1973) 178.
- 18) K. Hara and S. Kusuno: Nucl. Phys. **A245** (1975) 147.
- 19) H. Ui and H. Kurasawa: preprint (1978) "How Does Nucleus Rotate Self-Consistently?"
- 20) G. Leander, K. Neergaard, T. Døssing: private communication.
- 21) T. L. Khoo, et al.: Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 823  
および、そこに引用されている文献。
- 22)  $\Delta I = 2$  型の  $B(E2)$  は、 $\Delta I = 1$  型の  $B(E2)$  に比べて更に因子  $K^{-1}$  だけ減少するので、無視できる。
- 23) S. M. Ferguson, H. Ejiri and I. Halpern: Nucl. Phys. **A188** (1972) 1.
- 24) 冬木正彦：未発表の計算。
- 25) V. M. Strutinsky and V. M. Kolomiets: Z. Phys. **A289** (1978) 77.
- 26) この問題に対する量子論的計算としては  
R. J. Liotta and R. A. Sorensen: Nucl. phys. **A297** (1978) 136,  
M. Wakai and A. Faessler: Nucl. phys. **A307** (1978) 349.  
がある。また、この研究会での若井による報告を参照のこと。
- 27) E. R. Marchalek: Nucl. Phys. **A275** (1977) 416, preprint (1979), "Nuclear Wobbling Motion."
- 28) D. Janssen and I. N. Midhailov: Nucl. Phys. **A318** (1979) 390.
- 29) ここでは、最近、山村によって開発された解法が用いられた。
- 30) ランダウ、リフシッツ：場の古典論（東京図書、1964）224頁。



## 「原子核における素励起とその相互作用」 研究会報告

### まえおき

上記モレキュールが1973年10月8, 9, 10日と1974年2月18, 19, 20日, 及び1974年9月1, 2, 3日, いずれも基研で行われました。この間に議論された内容の要旨をすべて再現することは不可能ですが, 以下にその大筋を概括します。ここで言及されている具体的な仕事の内容については, いずれも Prog. Theor. Phys. 誌に投稿される予定(又はすでに掲載されている)ですので, それを参照して下さい。なお, このモレキュールでの仕事の一部は Suppl. Prog. Theor. Phys. (1974年度)としてまとめられる予定です。

### モレキュール・メンバー

坂田文彦<sup>\*)</sup>(核研), 松柳研一<sup>\*)</sup>(京大)  
 泉本利章(核研), 岩崎三郎(九大)  
 岡本良治(九大), 金崎信夫(福岡歯大)  
 栗山 惇(九大), 鈴木 徹(京大)  
 中野正博(九大), 長谷川宗武(福岡歯大)  
 冬木正彦(京大),

\*) 研究会世話人

### § 1. モレキュールの課題意識

(1) 1960年代後半から1970年代にかけて核構造論は新しい段階にはいったといえる。特に, 核反応分光学の発展は, 不安定核も含めて広い領域の核種(sideways)と, 高いスピン状態(upwards)の励起状態の系統的な観測を可能にした。二核子移行反応等により核子数の異なる核準位間の相関があばき出されると共に, 励起状態の電磁的性質(四重極能率, 磁気能率, 電磁遷移)の測定が可能になり, それらは核集団励起状態の構造に対してより具体的な情報を与えつつある。

(2) 理論の側からいえば, 1960年代には原子核に対するRPA近似の多様な側面が検討されその適用限界と(そこで無視された)非調和効果の重要性が明らかになっていた。この非調和効果の取扱いに対して, 最近の実験の急速な進歩は新しい観念の導入を要請しているといえる。すなわち, イ) 原子核の励起様式は従来考えられていたよりもはるかに多様かつ豊富であること, ロ) Hartree-Fock-Bogoliubov 近似での Spherical とか deformed といった概念でとらえられる一体場近似の安定相にある核種は, むしろ限られたもので, 広大な核種はいわば転移領域にあるものとして扱えなければならないこと, 更に, ハ) ひとつの核といえども, その励起エネルギーとともに構造変化を不可避的に伴うこと etc. を考えると, 従来単に「非調和効果」という言葉で語られてきたものの解明にとって, a) 新しい

質の運動モードの発見あるいは新しい素励起の導入と、b) それらの間のモード・モード相互作用という観点での研究方向が特に促進されなければならない。

(3) 核子数の変化や、(二体相関以上の)高次の粒子-空孔相関に対応した、多様な質の励起モードの導入は、核多体論に新しい課題をもたらす。第一に、多体相関(二体以上の多準粒子相関、多粒子-多空孔相関)を取扱う理論の建設。第二に、2つ以上の異った型の(集団)運動形態の相互関連の問題である。例えば、「非調和効果」あるいは新しい相関により従来の素励起概念が壊れるとき、それはどのような条件のもとで、より高次の素励起概念に置きかえられるか、といった素励起概念自身の成立とその転化の機構を、有限多体系の運動の論理として解明することが必要な段階にきているといえよう。すなわち、核多体論の当面する課題は、2つ以上の質の異った集団励起モードの存在を、それらを切り離して単に「共存」と把えたり、平面的に「移行」と把える段階から、それらの内的関連とそれらの競合といった観点から意識的に追求する段階に来ていると考えられる。

(4) この観点から最近の実験の進展に対応しようとするとき、これまでの理論はいずれも大きな困難を有しているといわざるをえない。すなわち、第一の課題に対しては高次の「新しい Tamm - Dancoff 近似」あるいは「Higher Random Phase Approximation」は従来のままではメトリックの問題などで多くの欠陥をもち理論として consistent に完成していない。また、第二の課題に対しては、モード・モード結合理論は、今迄の研究が主として個々のモードを、一応他と切り離して取り扱うことにより (specificity) 発展してきたことから、モードそれ自身の研究に比較して大巾に遅れた段階にある。そして、これらの基礎的な核多体論の課題に対して、本格的な取り組みを始める最初の step を踏み出すことこそが、このモレキュールの位置づけに他ならない。

## § 2. 他のモレキュールとの関連及び課題設定の条件

(1) 前述した課題意識は、(森永達により始められた核反応分光學と坂井達が提唱した「準回転帯構造」などの実験的背景により、)一見複雑をきわめる非調和効果のなかに「かくされた規則性」の存在が示唆され始めた1967~1968年の段階に対応すべく設定された基研モレキュール「原子核における多体問題」(1970年度、1971年度)のなかで、より具体的になってきたものである。このモレキュールのなかでは、丸森、山村達の仕事に例示される「集団運動に対する代数的方法」あるいは「対演算子法」による理論の発展方向が、もう一つの柱として設定されてきた。このアプローチは伝統的な一体場近似を前提とせず、それゆえ broken symmetry をいっさい導入しない点で、理論の出発点がこのモレキュールでのそれと区別され、その後、核回転とそれへの非断熱効果の記述を通じて理論の発展がなされている。我々は、転移領域核の多体論への目標にむけて、当面、この2本の柱を相対的に独自に設定し、将来、新しい段階に進んだ時点で再編成するという方針を採った。

(2) §1で述べた2つの基本課題を設定する条件としては、1960年代になされた Boson 展開法による非調和効果の定量的分析の結果をふまえ1970年から「多準粒子 new-Tamm-Dancoff (NTD) 法」の建設の試みが開始されていたことがあげられる。まず、イ)栗山、丸森、松柳はフォノン-準粒子相互作用の分析を通じて「着物を着た3準粒子モード」を導入し、その典型的な出現が、いわゆ

る異常結合状態であることを示し、ロ)金崎,丸森,坂田,高田はフォノン-フォノン相互作用の分析を通じて「着物を着た2,4体準粒子モード」により張られる新しい模型空間を導入することにより,偶偶核の第2励起状態の構造を分析していた。更に,相対的に独自に,ハ)泉本は二核子移行反応を通じて,(核子数を保存する)粒子-空孔相関と(核子数を変える)粒子-粒子相関の競合の問題に取り組んでいた。

(1) 以上により,このモレキュール申込み時点での公約は次のようであった。『我々は,上記の問題に対する今迄の試みを発展させ, i) “多準粒子相関”を記述する理論を,中重核の励起構造の分析を通じて系統的に展開すること, ii)核子移行反応と電磁的性質の両側面から,粒子-粒子相関と粒子-空孔相関の競合の問題を分析する。特にこのモレキュールでは上述の仕事を具体的に遂行しながら,広く理論として提起されている課題を鮮明にしてゆく議論を行いたい。』

### § 3. 具体的な仕事の進展

(1) 偶偶核に対する「多準粒子 NTD 空間の方法」については,まず,主として金崎,坂田は,2種以上の集団励起モードの導入が基底状態相関の構造に対してもたらす影響について考察した。従来,NTD法による基底状態相関は,それぞれの基本励起モードに対して独立に決定されて,基底状態はそれらの直積で与えられるという立場がとられてきたが,彼らはより一般的に(2体相関以上の)高次相関モードを導入した場合も含めて,それらが compatible に記述できる条件を調べた。金崎は,特に,具体的な基底状態の構成の面から考察し,坂田は compatible な条件を,特に,任意のフェルミオン演算子の(導入された)模型空間への transcription rule という点からの定式化を試みた。

(2) 一方,岩崎,坂田は,提案された理論に基づいて偶偶核に対する schematic model すなわち single  $j$ -shell 及び two  $j$ -shell model での分析を行った。その結果,イ)いわゆる2フォノン triplet  $0^+, 2^+, 4^+$  のあいだでの4準粒子相関による異質性の成長の特徴として, $0^+$ 状態が(フォノン模型で与えられる構造と比較して)きわだって特異な振舞いを示すこと,及び,yrast state である  $4^+$  状態に対しては“effective に”フォノン模型的描像が persist されることを示した。更に,ロ) (フォノン模型ではフォノン数を1ケ変化させる機能をもつ)  $H_Y$  型相互作用の効果は Pauli 原理のために大きく reduce されることが示された。

(3) 岩崎,坂田は,偶偶核に対する realistic な NTD 計算への前段階として Tamm-Dancoff 近似で計算を実行し,イ) double open な偶偶核の第2励起状態 (seniority  $v=4$ ) では,通常のフォノン模型と比較して,Pauli 原理のために pppp 成分や nnnn 成分が reduce され ppnn 成分が相対的に重要になること,ロ) 一般的に,many  $j$ -shell においても(2)で述べた single  $j$ -shell における特徴が貫徹されるが,特に,偶奇核でのスピン  $(j-1)$  をもつ異常結合状態 (ACS) に対応して偶偶核の  $0^+$  状態の構造においても  $[(j)_{j-1}^3, (j')_{0^+}]_{0^+}$ ,  $j'=j-1$  という成分が重要な役割を果たす局面がありうることを示した。更に,ハ)  $H_Y$  型相互作用の構造を分析し,多準粒子 TD 空間の内部では,多くの diagrams 間の cancellationが生じるために,異った集団励起モード間の coupling が常識的予想に反して大巾に reduce されることを見つけた。このことは,現象論的

な Alaga 模型は、多体論で出現する多くの diagrams 中の coherent な一部分のみを拾うという片手落ちの近似をしていることになることをも意味している。

(4) 偶奇核に対しては栗山, 松柳, 岡本によって「多準粒子 NTD 空間の方法」が realistic な (任意のハミルトニアンと many  $j$ -shell model) 場合に対して定式化され, 広汎な偶奇核に対する系統的な解析が遂行された。このなかで, イ) many  $j$ -shell の条件のもとでも ACS-like な構造をもつ「着物を着た 3 準粒子モード」が広汎に出現すること, そして, それは最近の実験事実をよく説明することが質量数 100 近傍の核を中心として示された。更に, ロ) 「奇準粒子 - フォノン結合模型 (QPC)」の与える描像の妥当性の検討と関連して, many  $j$ -shell での集団的 3 準粒子相関の機構が検討された結果, 単純なフォノン模型の描像は drastic に壊されるが (breaking of the picture of the QPC), それは QPC の描像のあらゆる特徴がすべて壊されることを意味するのではなく, ある shell-structure の条件のもとでは (breaking のなかで) 偶奇核に対する phonon band 概念は一定の形式で persist されることが示された。

(5) 偶奇核においても,  $H_Y$  型相互作用の「準粒子 NTD 空間」の中での種々の機能が分析された。偶偶核での結論に対応して,  $H_Y$  型相互作用がこの模型空間のなかで新しい reduction effect を受けることの物理的意味が明らかになるにつれて, 残留相互作用の種々の型の中での規定的なものとの副次的なものとの相互の関係をより明確に認識することが可能になった。提案された理論が一定の近似のもとで従来の QPC を含むことと, 前述した「新しいフェルミオン型の集団励起モード = 着物を着た 3 準粒子モード」の広汎な存在の可能性とその実証にもとづいて, 以上の結果により, 我々は, 偶奇核の低い励起状態に対して, 伝統的な「奇準粒子 - フォノン結合模型」の与える描像と明確に異った描像に到達した。

(6) 更に, 中野は Ge, Se 領域で特異な振舞いを示す  $5/2^+$  状態 (スピン  $j-2$  状態) の分析に関連して, (導入されたモードを規定する“量子数”) transferred seniority  $\Delta v$  が five の影響を調べた。まず, single  $j$ -shell における TD 計算で  $\Delta v = 5$  がスピン ( $j-2$ ) を好むことを確かめたあと, many  $j$ -shell で  $\Delta v = 5$  の効果を, 特に, それが  $(\Delta v = 2) \otimes (\Delta v = 2)$  に decomposition 可能かどうかに着目して検討している。その際, 準粒子表示での Alaga-model-like な近似法を採用している。

(7) 以上の計算では, すべて対相関力 + 四重極相関力 ( $P+QQ$  force) を残留相互作用として採用しているが, 提案された「多準粒子 NTD 空間の方法」はこれらの model force に限定されず任意の残留相互作用に適用可能である。 $P+QQ$  force 模型で無視された force の機能の検討は, 鈴木を中心として, まず  $S_n$  核に対して Gauss 型中心力を採用して行われ, force の違いがモードの微視的構造に与える影響についての詳しい分析がなされている。更に, これらの計算のなかで, いわゆる変形奇核での Coriolis 相互作用による “decoupled band” と類似な現象が, すでに shell-model-like な状態の中で萌芽的に見いだされることが注目され, 今後の high-spin state への研究にむけての土台が準備された。

(8) 冬木は, 多準粒子 NTD 法に基づいて, それを偶奇核の Gamow-Teller 型  $\beta$  崩壊を

扱える段階にまで拡張した。特に、イ) 核子数の異なる核の数の異なる核の間の遷移行列要素を与える式を導き、ロ) 四重極相関と同時に、 $p-n$ 間の  $\sigma\cdot\sigma$   $\tau\cdot\tau$  型相関を explicit に取り入れ、それらが  $\beta$  遷移核行列要素に与える効果を same footing に評価することを可能にした。そして、簡単な two  $j$ -shell の場合での種々の効果を検討し、集団励起状態の関与する Gamow-Teller 型  $\beta$  崩壊に対して、 $\sigma\cdot\sigma$   $\tau\cdot\tau$  型相関を explicit に考慮する必要のある場合と、そうでない場合を区別する基準を与えた。

(9) 以上の仕事はいずれも super核での集団的多準粒子相関に関するものであるが、一方、閉核での高次の粒子-空孔(粒子)相関は長谷川によって分析された。彼は  $^{40}\text{Ca}$  を題材にとり、2粒子-2空孔 NTD 法によって、その励起構造を分析した。今迄なされていた仕事は、粒子-粒子(空孔-空孔)相関あるいは粒子-空孔相関のいずれかを優先し、それ故いずれも2体相関を優先して解いた後、それを building block とするものであったが、それらの building block間の相互作用が正しく取り扱われていなかった。長谷川は、両者の相関を same footing で取り入れることにより、それらの競合を分析した結果、 $^{40}\text{Ca}$  核では、一般的には、粒子-粒子(空孔-空孔)相関の方が Pauli 原理の関係でよりよい building block になりうるが、ある場合には、両者の相関の結合が強くなり、いわば「4体相関」をまともに取り扱う必要があることを示した。

(10) 泉本は、このモレキュールの中での唯一人、反応と構造の接点に立っての具体的仕事を遂行してきたが、主として coupled-channel Born approximation (CCBA) による二核子移行反応の記述という観点から、中重核における粒子-空孔相関と粒子-粒子相関の競合の問題を考察した。この際、二核子移行の直接過程と非弾性散乱を経由する二段階過程のあいだの干渉の性質が注目された。現象として、例えば、第一励起  $2^+$  状態の角度分布は、従来の直接過程のみの DWBA による結果と異なり、特徴ある粒子数依存性を示すことを見出した。これらは、イ) 球形核においては、二核子移行過程に対する RPA 基底状態相関の、電磁的遷移の場合と異った、ダイナミカルな効果であり、ロ) 変形核においては、核の shape の変化の仕方 (polar angle dependence) を差分の意味で教えてくれることを具体的に示した。更に、反応の CCBA 記述を coupled-reaction-channel approach により調べた結果、ここ数年トピックスになっているチャンネルの非直交性に由来する補正をすでに含んでいることを示した。

#### § 4. より発展させなければならない問題意識

(1) §3 で述べた(1)から(8)の仕事は quasi-spin space の観点からは intrinsic excitation の構造の分析と位置づけられる。even 核と odd 核では、後者の方がすでに realistic calculation を系統的に遂行しつつある段階という点では差異があるが、いずれの場合も intrinsic structure の認識という点では、この間に大きな進展があったと評価できよう。これらの分析を通じて「多準粒子間のどういう相関が本質的で、どういう相関が無視しうるものか」という点がだんだん明確になりつつある。この点は、今後 §1 で述べた実験の発展段階に理論を進める点でも、きわめて重要な点である。(何故なら、本質的相関の抽出によって、我々の採用すべき模型空間の設定と、そこでの部分空間の truncation の明確な基準が得られるから。) 特に、同じ「着物を着た  $n$  準粒子モード」の中でも、

スピンの依存して、フォノン模型と drastic な違いを見せるものと“effective”にその描像が persist されるものとの区別が見い出されつつある点は、今後、坂井達のいう「quasi-band structure」実現の機構を多体論として解明してゆく際に、重要な役割をはたすであろう。

(2) 一方、§1で述べたモード・モード結合理論、特に、異った集団励起モード間の相互作用を扱う多体論の建設という点でいえば、これが同種のフェルミオンからなる「複合粒子」間相互作用を取り扱わなければならないという点で多くの困難がある。しかしながら、この課題に属する格好のテーマとして、上述した quasi-spin space の構造という観点から、次のような問題が設定される。すなわち、今迄述べてきた「多準粒子 NTD 空間」はこの空間内での intrinsic space に他ならず、他方、（対相関一体場の動揺である）pairing vibration モードは quasi-spin space での collective excitation として扱えられることから、この空間での collective-intrinsic coupling を統一的に取りあげるといふ課題が設定される。この課題は、伝統的な Bogoliubov 変換によって対相関を平均場近似で取り込むことによって終わりとなし、これをこの段階で眠らせてきたことと対照的に、その dynamical な役割に注目することを意味する。§3では具体的に述べなかったが、この課題への取り組みはすでに開始されている。そして、この分析は、転移領域核での二核子移行反応の特徴的振舞いと考えあわせると、今後いっそう重要になってくるものと考えられる。

(3) mode-mode 結合という観点をより広く把えることにより §3の(9), (10)がこの課題に属することは明らかであるが、今迄具体的には取りあげなかった事項の中にも多くのテーマが存在する。例えば、核回転における Coriolis 力は現象論的模型の中で重要な役割を演じているにもかかわらず、その多体論的基礎は解明されていない。これは、§3の(7)で述べた点でも関係するし、又、high-spin rotational state での非断熱効果に対する山村達の「代数的アプローチ」とも関係してくるであろう。このことは一例にすぎないが、§1で述べた2つの柱は互いに密接に関連しながら展開されうることを意味しており、我々は今後、(1), (2)で述べた点を継続的に進めながらも、広く異った方法、異った対象についても目を開いておく必要があるであろう。

現状ではそれぞれの一側面をとらえての議論にすぎないが、今後これらが有機的に関連づけられ、一層深い段階で一体化され、本来の問題に一步せまることが期待される。同時に今後ますます豊富になることが期待される新しい実験事実を十分ふまえて理論を展開することが必要にである。その意味で、11月の研究会には阪大理江尻宏泰氏に最近の実験に関する諸問題を講義していただいたが、誌上をかりて江尻氏に深く感謝する。

### 奇核における素励起の系列について※)

松 柳 研 一 (九大理)

(1) スピン  $I = (j-1)$  をもつ異常結合状態 (ACS) は、二重の意味での典型的現象といえよう。すなわち、第一に、低い励起状態として出現している ACS は、球形奇核における集団的相関 (三体準粒子相関) を最も端的に示しているという意味で、球形偶核におけるフォノン・モードに比べられうる。第二に、偶々核における準回転スペクトルの成長している領域と、ACS が基底状態となる領域の対応は、基底状態としての ACS が、遷移領域における典型的現象であることを示している。

(2) 三体準粒子相関は、どのような条件のもとで成長するだろうか。従来のフォノン・準粒子結合模型において、この相関が無視される時、そこでは『フォノンは非常に多数の二体準粒子の集団運動であるから、それらが特定の奇準粒子の状態を占める確率は小さい』という論理がたてられてきた。あるいは、奇準粒子の占めている状態をフォノンの構成から排除する

Blocking 効果の考え方がとられてきた。しかしながら、奇準粒子の存在が新しい (力学的) 相関を誘起し、その相関の成長条件が、フォノンを成り立たせしめている条件と同じ時、それはどんどん成長して、もはやフォノンの概念を破壊するところまでくる。この時点において、我々は対象を新たな運動形態 = 着物を着た三準粒子モードとして捉えなければならなくなる。この成長の条件は、一般の球形奇核において常に『いずれかの奇準粒子が化学ポテンシャル (フェルミ表面) の近傍にいないといけない』ということから、低い励起において一般的に実現するという可能性を我々に与える。

※) これは栗山惇, 丸森寿夫, 岡本良治との共同研究からのレポートである。詳しくは A. Kuriyama, T. Marumori and K. Matsuyanagi, Prog. Theor. Phys. 45 (1971), 784 and *ibid* 46 (1971), 996. にある。電磁的性質及びもっと一般化された議論は to be published.

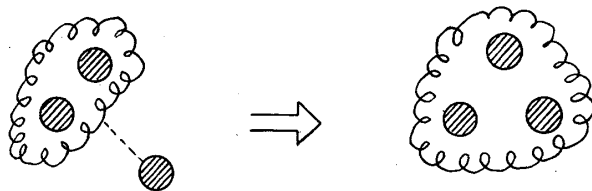


図 1

(3) 球形奇核における典型的集団励起状態としての ACS の存在に刺激されて、我々は次のような素励起の系列を仮定しよう。

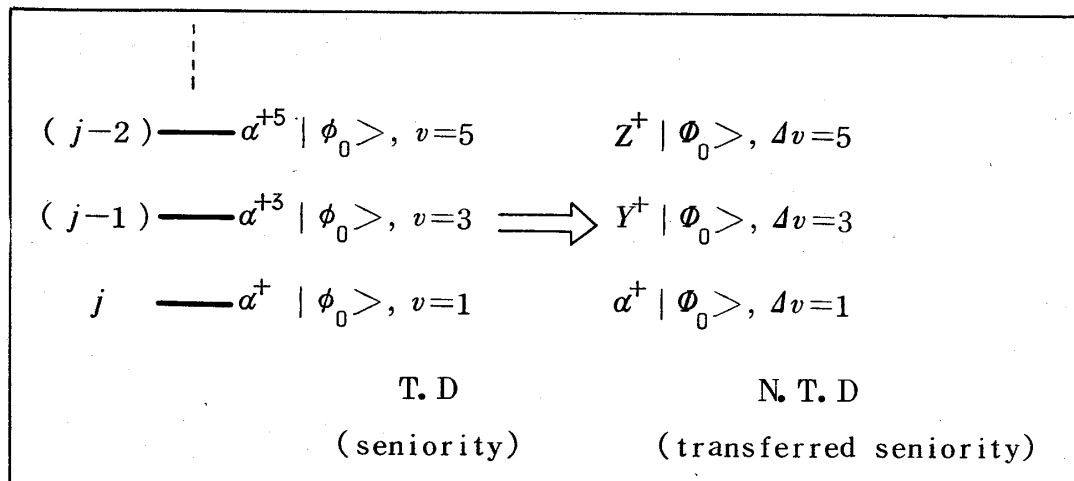


図 2

すなわち、準粒子タム・ダンコフ近似の 1, 3, 5, ... 準粒子固有状態に対応して、新しいタム・ダンコフ近似における『着物を着た  $(2n+1)$  準粒子状態』 ( $n=1, 2, \dots$ ) を導入する。これらの状態自身は seniority-breaking が生じているにもかかわらず、その生成演算子は (基底状態  $|\phi_0\rangle$  から)  $\Delta v=(2n+1)$  を運ぶということによって特徴づけられる。これらの素励起モードを構築したうえで、一般の球形奇核における低い励起構造を、これらの素励起のからみあいとしてとらえようというわけである。なお、図の左側に書きこんであるスピンの値は第ゼロ次の描像として “seniority-coupling-scheme” と “aligned-coupling-scheme” のあいだに “ある種の関係” を想定した時の値である。(これは、基底 ACS を遷移領域の典型的現象として扱った時、非常に興味ある問題となろう)



(4) 近年、奇核の励起状態の電磁的性質が系統的に測定され始め、その励起構造に対する重要な情報を提供しつつある。ここでも ACS の分析から始めることが、典型としての重要な意味をもってくる。励起 ACS の場合、素励起モード自体が比較的純粋な形で顔を出していると考えられるからである。この場合、電磁行列要素の計算は  $\langle \Phi_0 | Y \hat{O} \alpha^+ | \Phi_0 \rangle$  や  $\langle \Phi_0 | Y \hat{O} Y^+ | \Phi_0 \rangle$  などの行列要素を求めることに帰着する。これらは、生成演算子  $Y^+$  や  $|\Phi_0\rangle$  自身の中味が求まっているので、直接計算によって求めることもできるし、これらの物理空間の中で一体演算子  $\hat{O}$  を逆展開することによっても求めることができ、当然のことながら、両者は (NTD 近似の範囲内で) 一致する。帰結される基本性質は、

- (イ). フォノンなみ (又は、それ以上) の強い  $B(E2; j-1 \rightarrow j)$
- (ロ).  $B(M1; j-1 \rightarrow j) = 0$
- (ハ).  $g_{j-1} \approx g_j$                       etc.

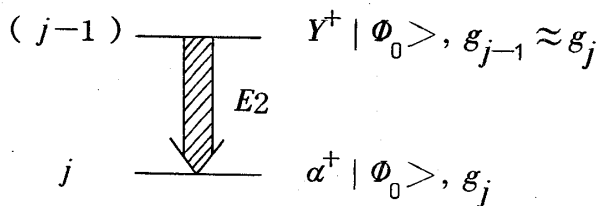


図 3

(5) 素励起モードを、しばらく  $4v \leq 3$  すなわち  $\alpha^+$  と  $Y^+$  に制限しよう。これらの素励起モードから我々の物理空間を正しく張ることが可能であろうか。これは NTD 近似の範囲内で可能である。すなわち、

$$\begin{aligned} [H, \alpha^+] &= E \alpha^+, & [H, Y^+] &= \omega Y^+, \\ \langle \Phi_0 | \{Y, Y^+\}_+ | \Phi_0 \rangle &= \langle \Phi_0 | \{\alpha, \alpha^+\}_+ | \Phi_0 \rangle = \delta, \\ \langle \Phi_0 | \{Y, \alpha^+\}_+ | \Phi_0 \rangle &= \langle \Phi_0 | \{Y, \alpha\}_+ | \Phi_0 \rangle = 0, & \text{etc.} \end{aligned}$$

が consistent になり立ち、いいかえれば、 $\alpha^+$  と  $Y^+$  を独立なモードとして直交系をつくることができる。そのうえで、これらの素励起モードのおりなすスペクトルとして一般の球形奇核の状態がつくられる。そして、もともとのハミルトニアンは、この物理空間の中では次のような有効ハミルトニアンに翻訳される。

$$H^{eff} = \Sigma E \alpha^+ \alpha + \Sigma \omega Y^+ Y + \Sigma \bar{x} (Y^+ \alpha + \alpha^+ Y)$$

(6) この一般的理論を ACS の場合に適用すると、図3は図4の様に変化する。ACS の特徴は第2項が small であるということにある。そして、この第2項が電磁的性質にもたらす効果は  $B(M1; j-1 \rightarrow j) = \text{small}$  となる点にあり、他の性質はあまり変わらない。

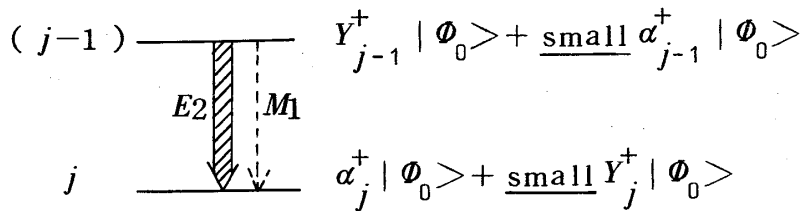


図 4

(7) 最後に、電磁的性質の知られている 2, 3 の核について数値計算の例を示しておこう。

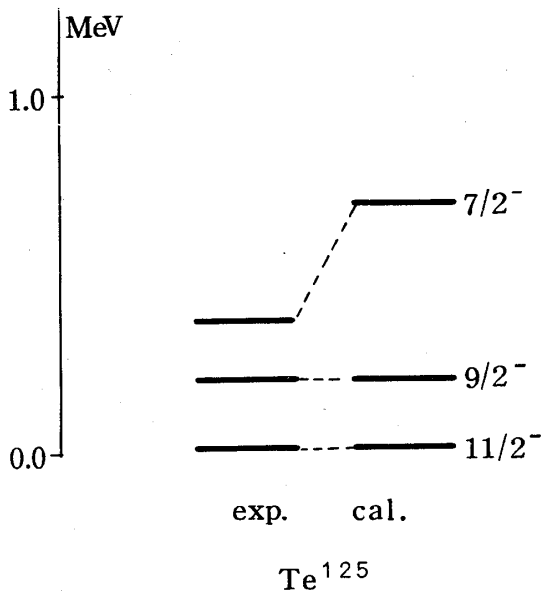


図 5 - 1

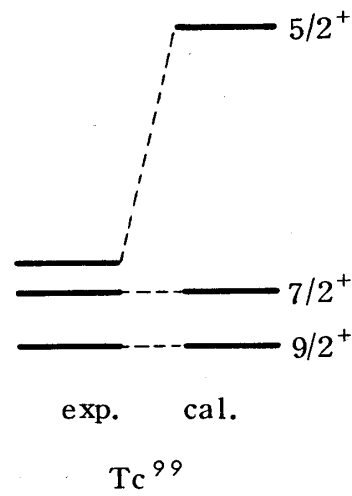


図 5 - 2

Te<sup>125</sup>

(1) exp. cal. 1 cal. 2

B(E2; 9/2 <sup>-</sup> → 11/2 <sup>-</sup> )	9.3	10.5	29.2
	11.5 ± 0.5		

(単位: e<sup>2</sup> × 10<sup>-50</sup> cm<sup>4</sup>)

※ 隣の偶核では  $B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+)$  は

Te<sup>124</sup>; 7.8

Te<sup>126</sup>; 10.6

※※ cal. 1, cal. 2 は  $e^{\text{eff}}$  をそれぞれ 0.5, 1.0 としたときの値

(□)	exp.	cal.
B(M1; $9/2^- \rightarrow 11/2^-$ )	0.0053	0.0050
	0.0065 ± 0.0003	

(単位:  $(e\hbar/2MC)^2$ )

※ 一粒子 g 因子に有効  $g_s^{\text{eff}} = 0.5 g_s$  を用いたときの値

(△)	exp.	cal.
g( $9/2^-$ )	-0.204 ± 0.007	-0.21
	-0.202 ± 0.016	
	-0.15 ± 0.02	

(単位:  $e\hbar/2MC$ )

※ 一粒子 g 因子の値,  $g(11/2^-)$ , に実験値 -0.19 を使用。

Tc<sup>99</sup>

(◇)	exp.	cal. 1	cal. 2
B(E2; $5/2^+ \rightarrow 9/2^+$ )	4.4 ± 0.5	3.3	8.6
B(E2; $7/2^+ \rightarrow 9/2^+$ )	2.3 ± 1.2	1.2.0	2.9.5

(□)	exp.	cal.
B(M1; $5/2^+ \rightarrow 7/2^+$ )	0.0116 ± 0.0015	0.0085

(△)	exp.	cal.
B(M1; $7/2^+ \rightarrow 9/2^+$ )	0.076 ± 0.009	0.017

※ 単位及びパラメータとした有効量は Te<sup>125</sup> と同じ, 他の input はいずれも K - S と同じ値で計算した時。

詳しい議論は省略するが, ACS の構造の様々な側面を反映している  $B(E2)$ ,  $B(M1)$ ,  $g$  を定性的だが, 統一的に説明しうることが示される。

## 遷移領域の現象論

## -「1. phonon-1. quasi-particle-Quintet」

のゆくえ-

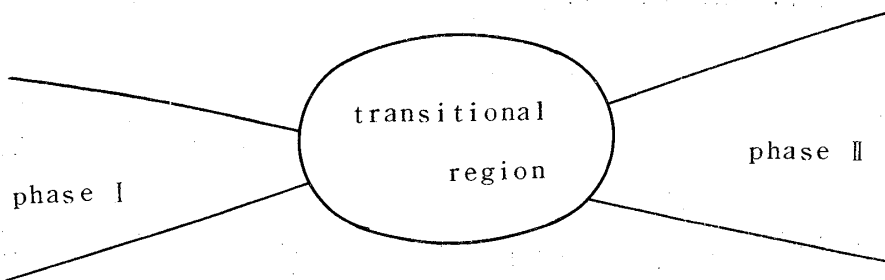
松 柳 研 一 (九大理)

(1), 遷移領域という言葉は, 図 I のように相 I と相 II という比較的純粋な運動形態が成立している領域の中間的領域としてもちい, これらの運動形態の転移の機構を特徴づける質(「実体」)をとらえることがその課題(本質論)と考えるならば, ここでいう現象論とは, その過程において相 I における同質なものが相 II における異質なものに(及びその逆)スペクトルとしてどのようにつながつて(あるいは消滅して)いるかを現象のなかから見いだすこと, 又は, そのような観点で現象を整理してみるという意味で用いることにする。<sup>1)</sup>

(2), ところで even 系の spectra の“単調”さにくらべて odd 系は“豊富”であり, 上記の「自由粒子概念」に相当する特定の相におけるモードの確立という点でもずつと遅れているといえる。この観点は  $\text{even} \pm 1 = \text{odd}$  で基本的には odd 系が記述できるという観点と対立する。<sup>\*</sup>

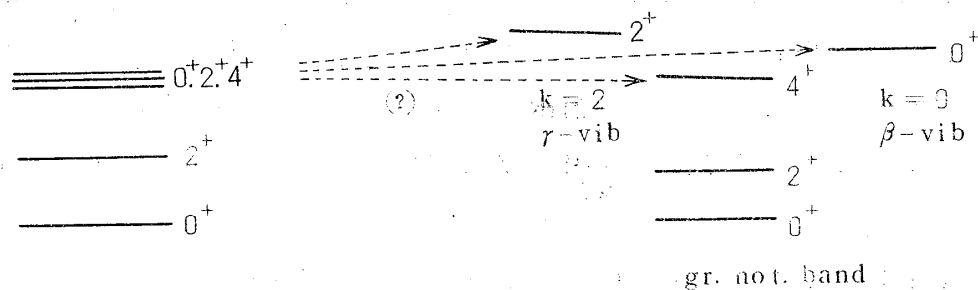
さて, 現象が“豊富”であるということは, 現象の最も大切なところを抽出しにくく“複雑”であるということでもあり, それだけからは odd 系を分析する意義を言うことは出来ない。しかし, ここで強調したい点は最近の実験の進歩によつて, その“複雑さ”をある程度分割し, その夫々の部分を現象の中から抽出しうる可能性がでてきつつあるということであり, そのことによつて相転移のメカニズムに対して独自の情報を与えてくれる格好の材料になりつつあるということである。

<sup>\*</sup>) phonon 展開 + 1 quasi-particle という立場では全面的でないし, また現段階では even と odd を“self-consistent に”扱う時期ではないと考える。<sup>2)</sup>



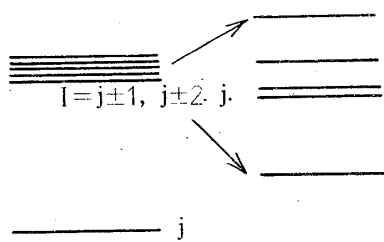
● Even-Even nuclei

(2-phonon triplet)



● odd-Even nuclei

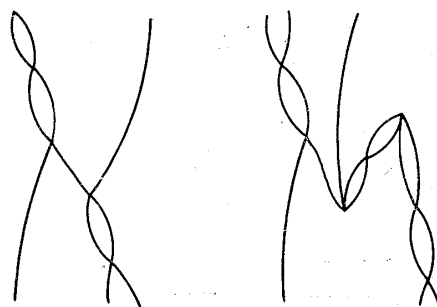
(1-q.p.-1-phonon quintet)



異質性をもたらす要因  
(type A, type B)

(single particle) を変化させる要因  
(type B, type C)  
energy

(3), ここで even 系の “2-phonon state” に対応するものとして odd 系の “1-phonon-1 quasi-particle state” を考えれば, これは  $I = j + 2, \dots, j - 2$  の quintet ( $j \geq 5/2$ ) を形成するが実験的にはそのような quintet は全然存在しないと言つてよいくらい “disturbance” が大きい。図 II で示すように3つの型の効果に分割してこの “disturbance” を分析してみるならば type II は通常の phonon-quasi-particle coupling をあらわすダイアグラムであり, type III は基底状態相関による single-particle-energy の変化をもたらす。(type II は quintet の異質性ももたらす) これに対して type I はモードを構築するダイアグラムであり, 我々は論文 I<sup>(4)</sup> において, この相関がもたらす異質性の大きさに着目して, odd 系の低い励起モードを 1-phonon-1 quasi-particle state としてではなく着物を着た三体準粒子モードとしてとらえた。



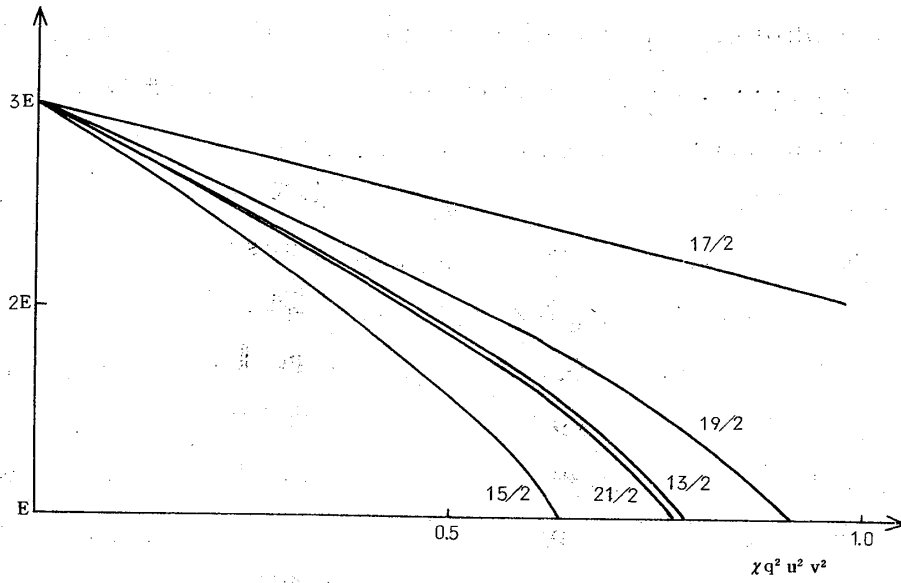
type A



type B

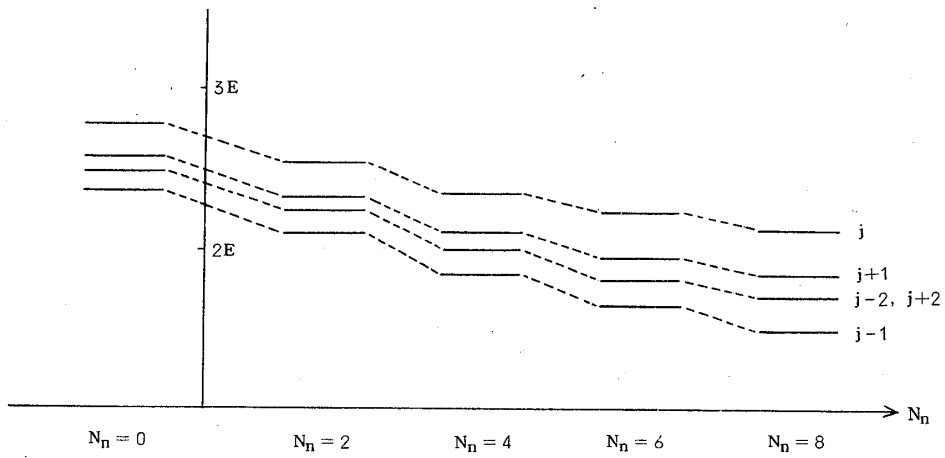
type C

図 II



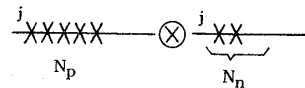
Excitation Energy single j model,  $j=17/2$

☒ III



Excitation Energy two j model,  $j=17/2$

$\chi q^2 = 1.0$



☒ IV

(4), 最近見いだされつつある Te-Xe 領域の collective な<sup>3)</sup> 負パリティ準位や, 古くから問題とされてきた Anomalous Coupling State を “着物を着た三体準粒子モード” が shell 構造の特徴によつて比較的純粹に姿をあらわした状態としてとらえ, これに対する解析の結果について議論したいわけだが, その前に簡単な 2-level model について定性的な特徴をおさえておく。図Ⅳは Even-odd 核において odd 粒子数を固定し, 同一の P+Q-Q force に対して Even 粒子数の函数として “着物を着た三体準粒子状態” の励起エネルギーをかいたものである。これからわかることは open shell にだんだん粒子が増えてゆき原子核が “soft” になつてゆくことは effective には Q-Q force の強さが強くなつたと同様な効果をもつということである。\*\*) Even 粒子数を固定し, odd 粒子数を変化させても図Ⅳと同様であり, これらを傾向 1, 傾向 2 と呼ぶことにすれば, 実際の原子核において “着物を着た三体準粒子状態” が低くあらわれる度合は, 傾向 1 と傾向 2 のかね合いで決まると考えられる。

\*\*) 参考として single j model での励起エネルギーを Q-Q force の函数としてかいた図Ⅲをあげておく。



## 「長谷川氏報告に対する討論」

## 議 論

- ① horizontal aspect の
- $|N; pv\rangle$
- の表示について

$$|N; pv\rangle = \alpha \{ \chi_p^+ |N-2; gs\rangle + \chi_h^+ |N+2; gs\rangle \} \\ + \beta (\hat{N}_1 - \hat{N}_2) |N; gs\rangle$$

庄野； $\alpha$ 項と $\beta$ 項は直交するのか。

長谷川 } ; 独立である。直交はしない。  
栗山

山村； $\chi_p^+$ と $\chi_h^+$ の係数を等しくとった理由は？

長谷川；R. P. Aとの対応からである。

栗山；簡単のためである。同じ縮退度をもつ閉殻ではこうおいてよい。

- ② Vertical Aspect について

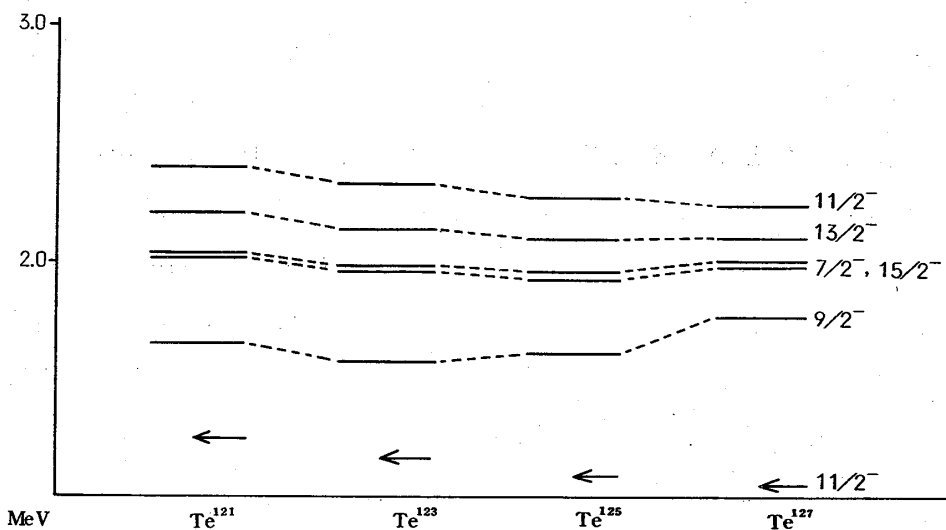
山村；many j になった時に拡張可能かどうか。

栗山；一般には可能である。しかし対振動をmany j の場合にまで考慮することが主眼でない。転移機構の構造を明らかにすることに重点をおいている。

(5), 図 V は解析の結果である。動員した orbit と single particle energy, 対相関力の強さはすべて Kisslinger-Sorensen<sup>4)</sup> の仕事に一致させ, 四重極力の強さは現象論的に決定すべきものとした。この強さは図の下に書きこんでいる。これらの結果からわかることは, single  $j \rightarrow$  many  $j$  によつて quintet の質の差のあらわれ方は本質的な変更を受けないということである。すなわち, opposite parity high spin orbit ( $h_{11/2}^-$ ,  $g_{9/2}^+$ ) の役割が最後まで貫徹して現象に姿をあらわしている。このことは表 I に示した波動函数の各成分を見れば明らかである。ここで問題としている相関はパウリ原理にもとづく相関であるが, 表面振動が fermi sea (chemical potential) 近傍の振動であるために, この効果は非常に基本的なものとなつていゝ。おもしろいことは Te-isotopes (陽子が open shell に 2 個) はエネルギー変化がなめらかであるが Xe-isotopes (陽子が open shell に 4 個) になると, その変化が急激であり Xe<sup>127</sup> で  $11/2^-$  状態と  $9/2^-$  状態の逆転が生じ, 「球形」base が不安定となつていゝが, このことは実験事実とはまさに対応している。これは Xe-isotope は effective に Q-Q force が enhance されるものとして理解できよう。Tc ~ Ag 領域は傾向 1 と傾向 2 が coherent に効く領域になつていゝ解析結果は実験事実を拡大的に表現している。(これは New-Tamm-Dancoff-Method の特徴であり, 更に遷移領域においては, この傾向がはげしい。) 中性子数が 58 (近傍) で系の不安定性が生じていゝ点も実験と対応している。Se-Kr 領域は傾向 1 と傾向 2 のかね合いが複雑であるが N = 41 近傍で最も「変形」に近づく。N = 45 で不安定になつていゝのはここで odd 粒子がちょうど half-filled shell になるからである。以上の計算はすべて type I の相関だけを取りあげて, type II, type III の効果はまだ計算してないで定量的に実験と比する段階ではないが, 以下の結論をくだすには十分であると思われる。

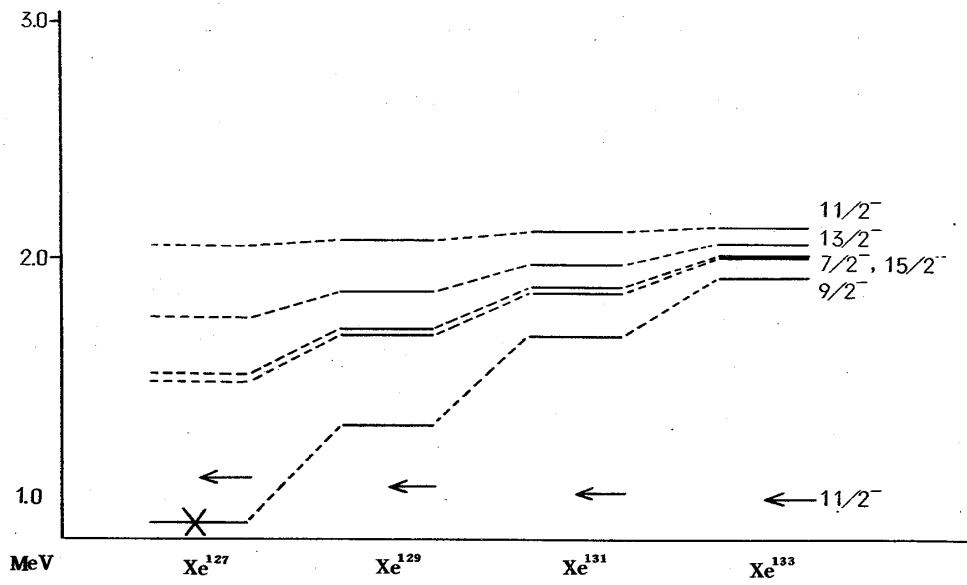
- (i)  $I = J - 1$  状態を“着物を着た三体準粒子状態”としてとらえ, この状態と single quasi-particle  $j$  の状態の逆転がおこる点で「球形  $\rightarrow$  変形」の転移が生じるといゝ観点は単に schematic model 的にだけでなく “realistic” な解析においても裏付けされる。
- (ii)  $I = j - 2$  状態, 特に Ag や Se 領域の  $5/2^+$  状態の systematics は

type I だけの相関によつては説明できない。この点は、対象が遷移領域の奥深くは入れはいる程著しい。

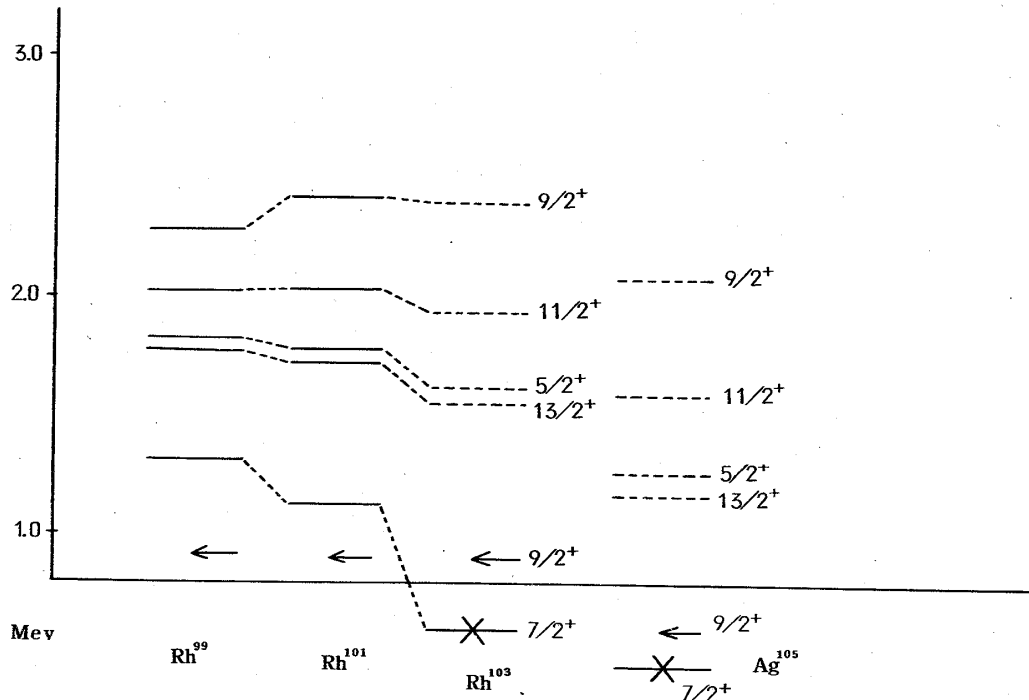


Excitation Energy,  $\chi = 247 \cdot A^{-2/3}$  Te-isotopes

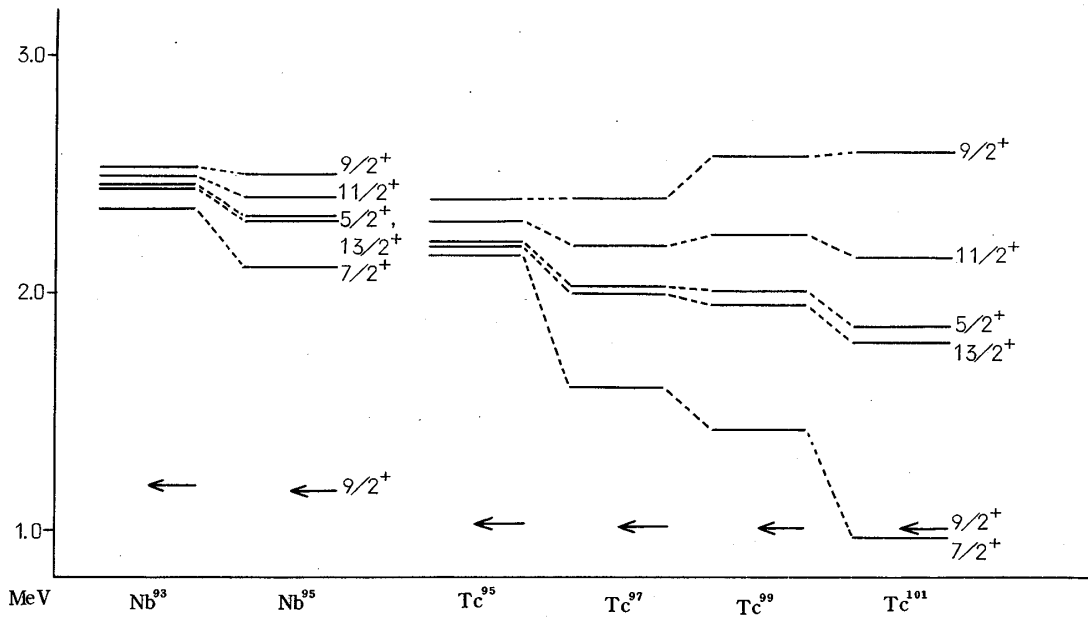
A : mass number



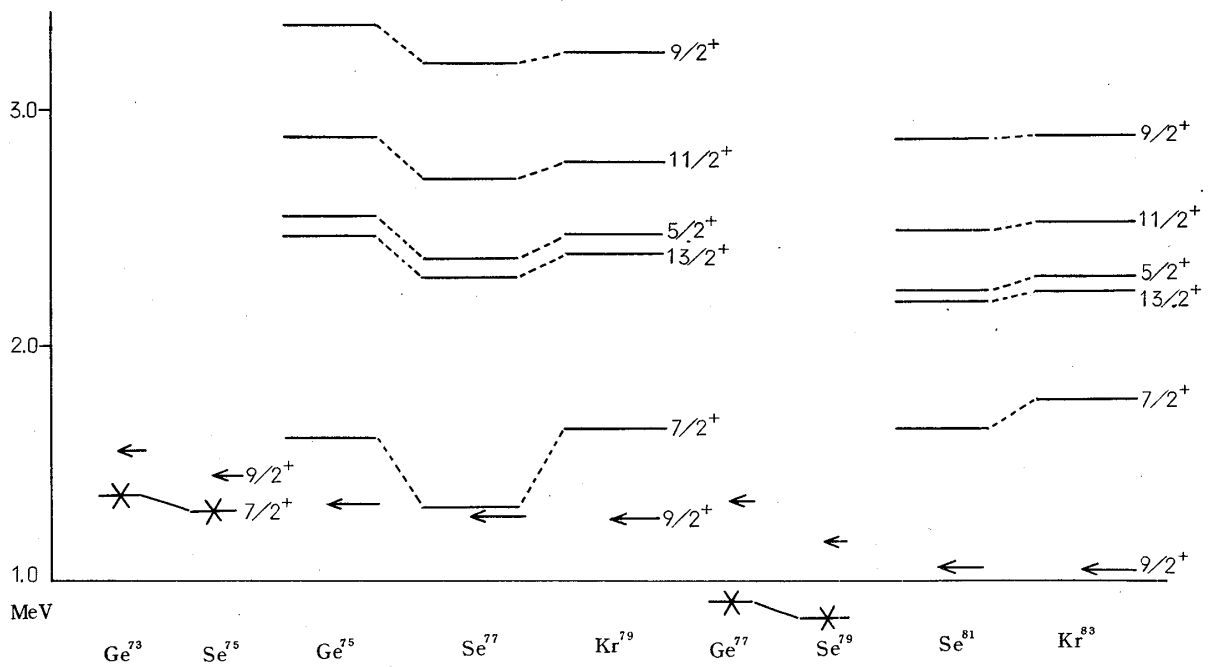
Excitation Energy,  $\chi = 247 \cdot A^{-2/3}$   
Xe-isotopes



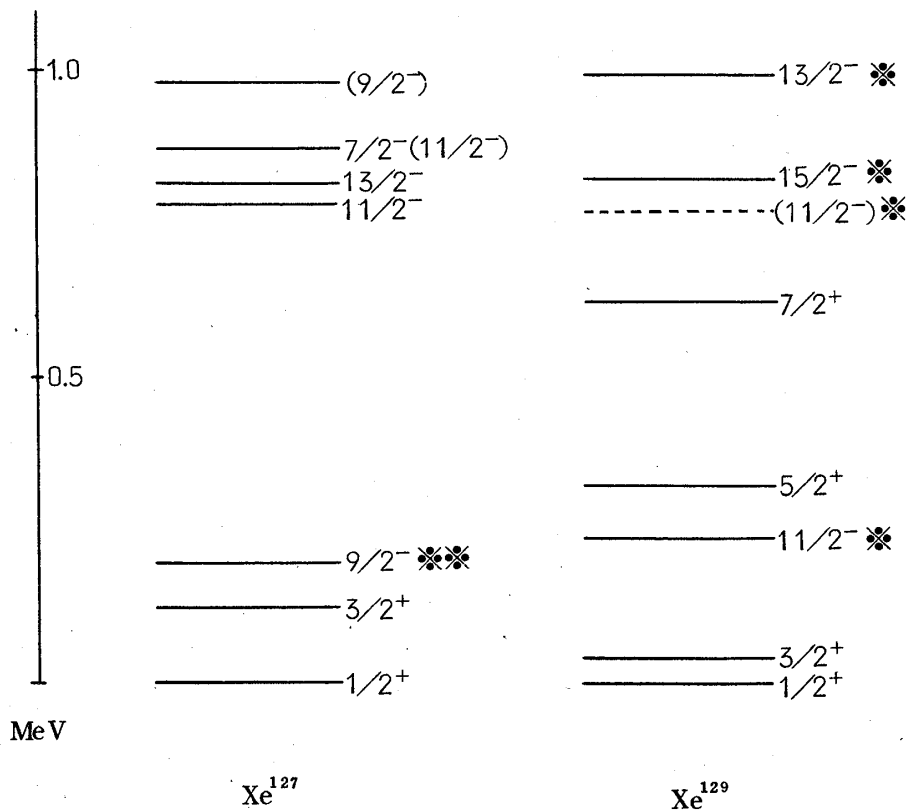
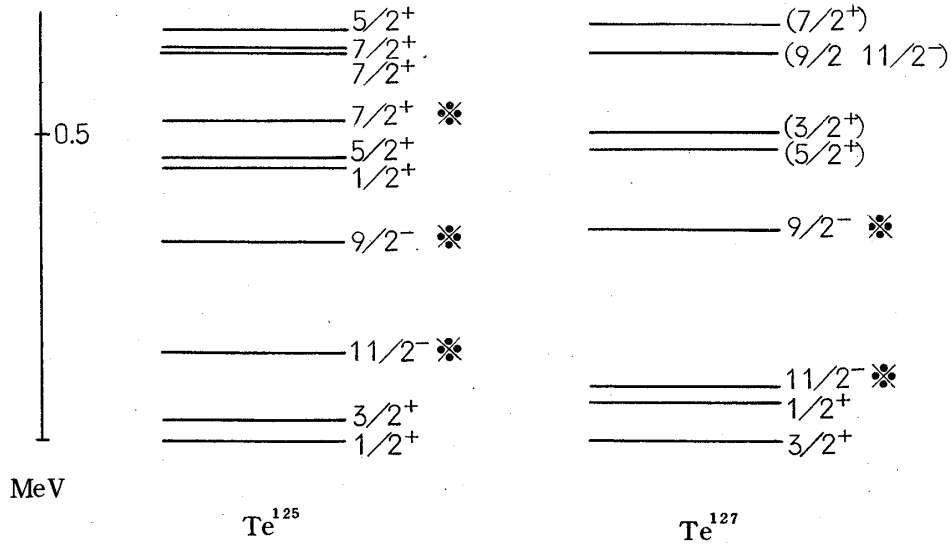
Excitation Energy,  $\chi = 242 \cdot A^{-2/3}$   
Tc-Rh-Ag-region(2)



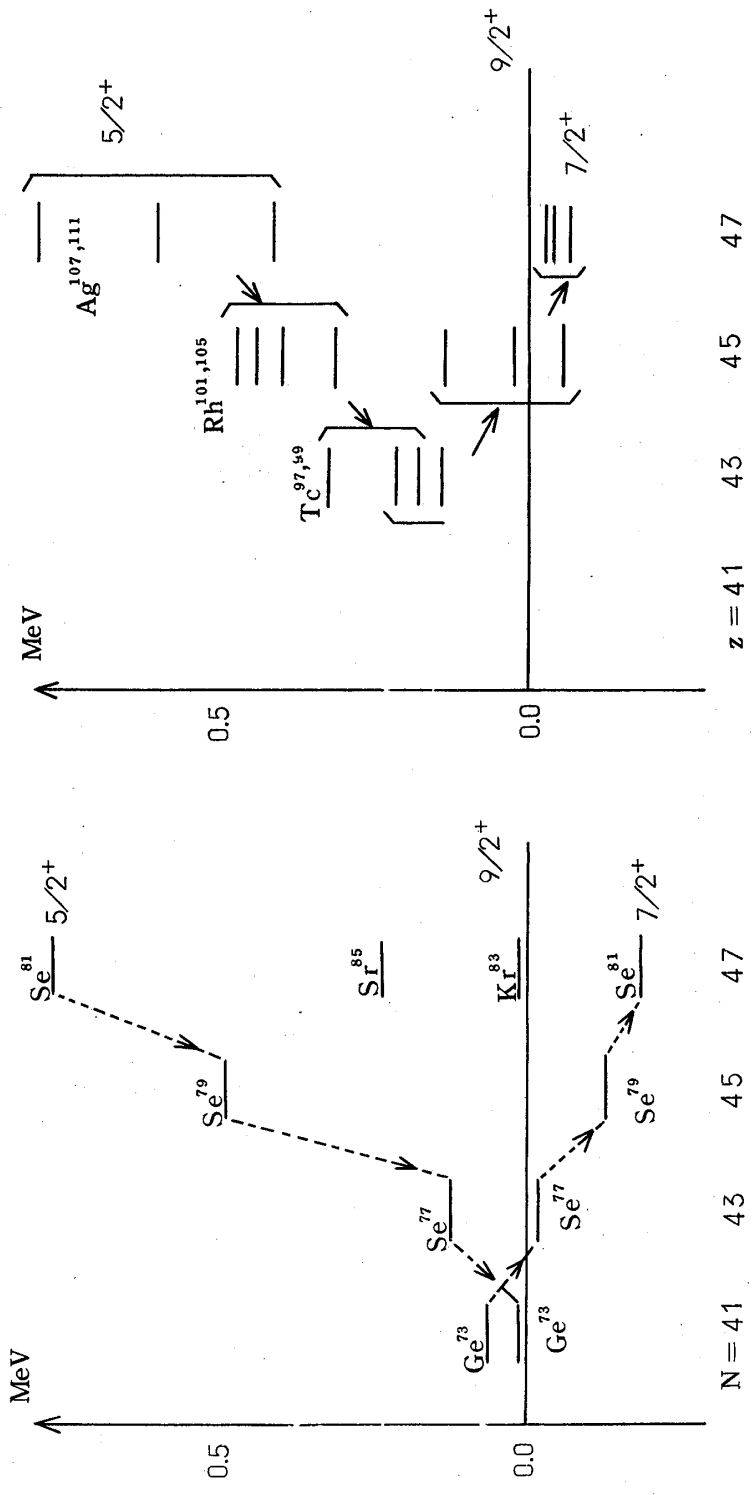
Excitation Energy,  $\chi = 242 \cdot A^{-2/3}$  Tc-Rh-Ag-region (1)



Excitation Energy,  $\chi = 232 \cdot A^{-2/3}$  Ge-Se-Kr-region



Energy Spectra (exp.)    \* ; negative parity states



Ag-region

Se-region

Experimental trend of 7/2+ and 5/2+ states relative to 9/2+ states

表 I - 1 Wave Function  
Te 127 I=7/2<sup>-</sup>

Neutron

$j_2, j_3$	$h^2_{11/2}$	$g^2_{7/2}$	$d^2_{5/2}$	$d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{5/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{5/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} s_{1/2}$	$d^2_{3/2} s_{1/2}$
$\psi(j_1; j_2 j_3)$	0.567	0.062	0.029	0.293	0.017	0.199	-0.078	0.063	0.200		
$\varphi(j_1; j_2 j_3)$	-0.127	0.040	0.021	0.106	0.012	0.109	-0.048	0.042	0.099		

Proton

$j_2, j_3$	$h^2_{11/2}$	$g^2_{7/2}$	$d^2_{5/2}$	$d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{5/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{3/2} d^2_{5/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} s_{1/2}$	$d^2_{3/2} s_{1/2}$
$\psi(j_1; j_2 j_3)$	0.036	0.740	0.128	0.008	0.116	0.081	-0.024	0.040	0.010		
$\varphi(j_1; j_2 j_3)$	0.025	0.157	0.056	0.006	0.040	0.052	-0.016	0.027	0.008		

$j_1 = 11/2$



表 I - 2 Wave Function  
 $\text{Te}^{127} \quad I=9/2^-$

## Neutron

$j_2, j_3$	$h^2_{11/2}$	$g^2_{7/2}$	$d^2_{5/2}$	$d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{5/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$
$\psi(j_1; j_2 j_3)$	0.719	0.072	0.035	0.300	0.020	0.227	-0.091	0.075	0.222
$\varphi(j_1; j_2 j_3)$	-0.189	0.053	0.027	0.145	0.016	0.146	-0.063	0.055	0.133

## Proton

$j_2, j_3$	$h^2_{11/2}$	$g^2_{7/2}$	$d^2_{5/2}$	$d^2_{3/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{5/2}$	$g^2_{7/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$	$d^2_{5/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2} d^2_{3/2}$
$\psi(j_1; j_2 j_3)$	0.043	0.629	0.139	0.010	0.117	0.095	-0.028	0.048	0.012
$\varphi(j_1; j_2 j_3)$	0.033	0.220	0.077	0.008	0.055	0.069	-0.021	0.036	0.010

 $j_1 = 11/2^-$

(6), ここで  $5/2^+$  状態についてももう少し考えてみる。この状態には type II の効果が critical point 近傍でよく効くであろうことが以下のようにして考えられる。type I の相関による四重極力の effective な変化は

$$x \rightarrow x \left( 1 + 10 \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ j & I & 2 \end{matrix} \right\} - \delta_{jI} \frac{20 \left\{ \begin{matrix} j & j & 0 \\ j & j & 2 \end{matrix} \right\}^2}{1 + 2 \left\{ \begin{matrix} j & j & 0 \\ j & j & 0 \end{matrix} \right\}} \right)$$

$$\left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ j & I & 2 \end{matrix} \right\} > 0 \quad \text{for } I = j - 1$$

$$\left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ j & I & 2 \end{matrix} \right\} < 0 \quad \text{for } I \neq j - 1$$

とあらわされ「quintet」の順序は  $\left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ j & I & 2 \end{matrix} \right\}$  という Racah 係数で決定される。5) これに対して type II の効果は例えば de-shalit の weak-coupling model<sup>6)</sup> の場合

$$\begin{aligned} \Delta E(I) &= \langle 2j I | T^{(2)}(\text{core}) \cdot T^{(2)}(\text{particle}) | 2j I \rangle \\ &= (-)^{j+I} \langle 2 || T^{(2)}(\text{core}) || 2 \rangle \cdot \langle j || T^{(2)}(\text{particle}) || j \rangle \\ &\quad \times \left\{ \begin{matrix} 2j & I \\ j & 2 & 2 \end{matrix} \right\} \end{aligned}$$

であり,  $\left\{ \begin{matrix} 2j & I \\ j & 2 & 2 \end{matrix} \right\}$  という型の Racah 係数に依存する。この効果が  $5/2^+$  状態の systematics を実験の方向に動かす。二つの型の Racah 係数の差は, Boson-exchange と Fermion-exchange の差として Mottelson<sup>7)</sup> によって強調されている。7) ところで, 同じ type II の効果といつても single particle state との coupling<sup>8)</sup> と, いわゆるフォノン混合の効果<sup>8)</sup> があるが,  $5/2^+$  state の近傍に  $13/2^+$  state が存在するかどうかによつて, この効果を分離して見ることができよう。この意味で, 実験的には high-spin-state の探究が強く望まれる。

(7) 以上の議論は球形奇核の運動形態の研究という問題から見ると実体論的であるが、相転移の機構という問題から見ると『遷移領域にさしかかるとともに、どのように「非調和性」が成長していくか』を追跡しているわけで、まだトンネルの先を視野においているわけではない。しかしながら、ひとくちに相転移といつても  $I = j - 1$  state が低くおりてくる段階、 $I = j - 2$  state が低く(高く)あらわれる段階、Nilsson 的な low spin state があらわれる段階というふうに段階的になつており、まず  $I = j - 1$  のモードによつて系の不安定がもたらされ、これとともに  $I = j - 2$  state のふるまいをもたらし「非調和性」が大きくなるといつた見方が可能なのではないか。更に物理的な真空  $|\Phi_0\rangle$  は parity-dependent に規定されるので、いつきよに Nilsson 的な base に移つてしまうことも不可能であろう。

---

(+), A. Kuriyama, T. Marumori, K. Matsuyanagi, Theory of Collective Excitations in Spherical Odd-Mass Nuclei. I, Prog. Theor. Phys. 45(1971), vol 3. この報告は、この共同研究の一環である。

#### 参考文献

- 1) M. Sakai, Nucl. Phys. A104(1967), 301.
- 2) A. Goswami et al., Nucl. Phys. A153(1970), 433.
- 3) T. Inamura, J. Phys. Soc. Japan. 24(1968), 1.
- 4) L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen, Rev. Mod. Phys. 35(1963)853.
- 5) L. S. Kisslinger, Nucl. Phys. 78(1966), 341.
- 6) A. de-Shalit, Phys. Rev. 122(1961), 1530.
- 7) B. R. Mottelson, 日光サマースクール講義録(1969), 核研.
- 8) H. Ikegami, M. Sano, Phys. Letter. 21(1966), 323.

## 議 論

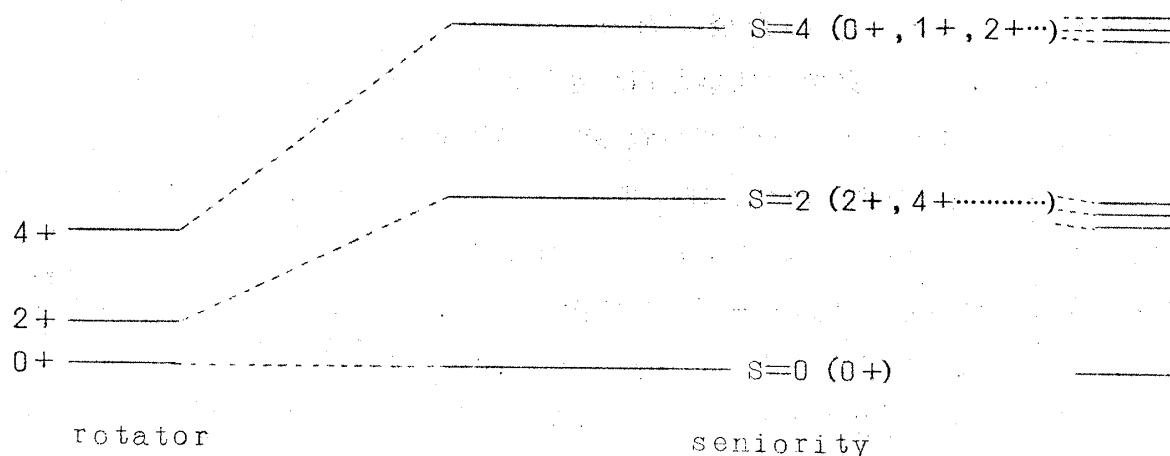
- 西山 ; 陽子-中性子間の  $Q-Q$  force はどのように取ったか。
- 松柳 ;  $\chi_{n-n} = \chi_{p-p} = \chi_{n-p}$  とする通常のやり方に従った。このモデルの場合  $\chi_{n-p} \neq \chi_{n-n} = \chi_{p-p}$  の効果が見えるかも、と思つたが、今迄そのようなことを試みた人達は成功していないし、今の場合、その問題はこのモデルの主旨に直接関係ない。
- 宮西 ;  $[H, Y_{nIk}^+] = \omega_{nI} Y_{nIk}^+ Z_{nIk}$  の  $Z_{nIk}$  を考えると、励起エネルギーの変化はなめらかになり、また  $5/2^+$  についても良くなるだろう。 $\omega_{nI} \rightarrow 0$  で  $H_Y$  の効果が非常に効いてくるはずだ。
- 宮西 ;  $I = j - 1$  に対するモードの解が不安定になつても、モードはそれぞれ独立なのだから  $I = j - 1$  は生き残つてよいのではないか。
- 山村 ; RPA の場合  $\omega \rightarrow 0$  と Hartree-Fock の不安定性という対応があつた。odd の場合 critical point から先がどのようなものになるのかがわからない点が一番問題である。
- 松柳 ; RPA の場合  $\omega \rightarrow 0$  と回転の自由度の発生ということがあつたが、三体準粒子モードに対する系の安定性の議論は二体相関の場合と異り、むつかしい問題を多く含んでおり、例えば対相関の Normal  $\rightarrow$  Super のように unitary 変換によつて新しい single particle base をつくれないので、現段階ではまだ definite なことは言えないが、 $I = j - 1$  のモードと single particle  $j$  の逆転した場合、他の state が生き残るかどうかにについては、どれかひとつの変分に対して不安定になる以上、意味をもちえないと考える。

## おわりに

最近、殆んど全ての偶々核において、回転的レベル構造が見い出されて来た。そして、様々な現象論的 approach が試みられている。我々は、これ等の現象を全て同レベルのものとは見なさない。我々は、準回転的運動を、振動と回転運動の中間的運動と考え、振動一回転運動の統一的理解と関連させつつ、理解しようとして来た。この目的の為には、まず第1段階として、いくつかの問題を解決しておく必要があつた。

- 1) 丸森-山村達の approach の 物理的意味を明らかにする事。
  - 2) それぞれの limiting case の 取り扱いの特徴とその限界、特に回転運動の微視的取り扱い。
  - 3) それぞれの limiting case での特徴的概念と特徴的物理量。
  - 4) 遷移領域での特徴を現象論的にも、種々の角度からおさえる。
- etc.

我々は、これ等の点について、かなりの成果をあげ、第2段階へ進む、足場を不十分ながら用意した。これが今年の到達点である。次の段階では、limiting case での特徴的物理量や概念が、中間的情况に対して、どのように persist され、あるいは、どのように、新たなものに姿をかえていくのかという事を明らかにしていく必要がある。又、この関連で、上の問題を新たにとらえかえしていく事が重要となるであろう。



庄野氏の方法では各 seniority state を split させているのではないか？回転がどこからでてくるかについて次のような考え方がある。

(i) 各 seniority state が split して band を形成する。

(ii)  $S=J$  の state が band を形成する。

このどちらの立場に立つかと云う問題がある。また ground state のくずれをどう扱うか等の問題もある。

この他 band mixing, spurious states について多少の議論があった。

Collective Excitation of "Spherical" Odd Nuclei (\*)

九大理、松柳研一  
栗山惇  
丸森寿夫

1) この課題は丸森, 庄野, 山村, 宮西らの Rotation-like Excitation の仕事<sup>(1)</sup>との密接な関連のもとで設定された。すなわち, そこでは Anharmonicity のなかの hidden regularity を追求するという立場がうちだされたが,

これを particle-motion が姿をあらわす Odd 系の方からも独自に追究することによって, even 系での仕事と相おぎないながら transitional-region の問題にせまってゆこうという問題意識が基礎にあった。

2) Odd 系の集団運動の現在の理論は, 基本的には Bohr 模型をマイクロ化した Kisslinger-Sorensen の 1963 年の仕事<sup>(2)</sup>で代表される。そこではフォノンと準粒子は独立な運動モードとして設定され, これらのおりなすスペクトルとして Odd 系の状態が記述される。我々は, RPA で落とした項, すなわち Anharmonicity をひきおこす項が Odd 系においてはどのようなはたらきをするかを検討するなかから図 1 のようなダイアグラムが重要であろうとい予想をもった。そして, このダイアグラムこそ Kisslinger-Sorensen の仕事で落とされているものであり, 彼等の仕事で説明できない anomalous coupling state は, まさにこのダイアグラムが本質的な役割を果しているだろうことは簡単なモデルですぐ定性的な理解に達することができる。ちょうどそのころ, Mottelson もこのダイアグラムの重要性を Tokyo conference で指摘した<sup>(3)</sup>。

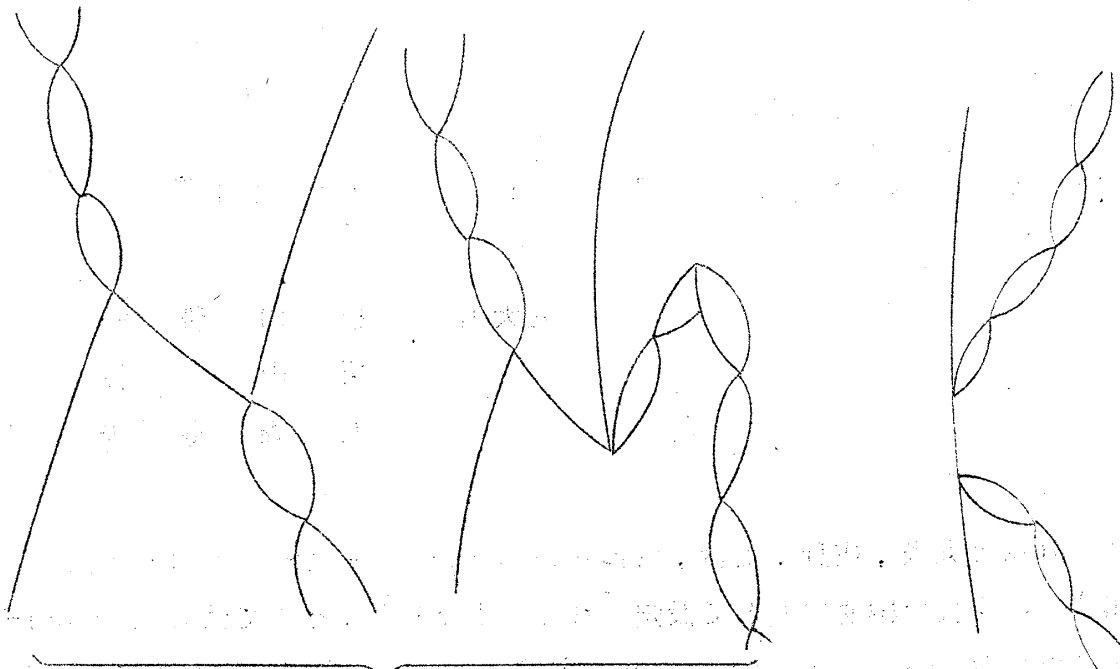


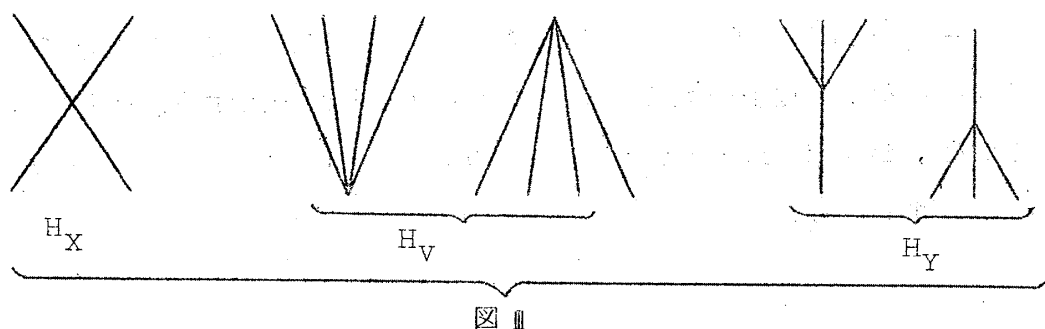
図 1

図 2

3) 核内相関を追究するという立場からは、このダイアグラムが摂動的に、すなわち  $B_1^{209}$  のように particle と field との coupling という立場で、coupling の term にもうひとつつけ加わるべきもの、といった意味での役割を果たす領域ではなく、この高次の効果までが非常に重要になり、もはや新しい質をもたらすような領域にこそ興味がある。そして、その領域でこそ、多体問題独自の領域を切りひらくであろうという希望をもつことができる。何故なら、ダイアグラム I はフォノンの複合性と particle-motion のあいだの Pauli-principle をまともに扱わなければならないからである。

4) Kisslinger は 1966 年に 3 quasi-particle state を Tamm-Dancoff 近似の意味で論じているが、<sup>(4)</sup> T. D 近似の立場と New-T. D 近似の立場は考え方において非常に異っている。すなわち、我々は多体系としての原子核の問題 (N 体問題) を (例えば) 3 体問題に焼き直しているのであるが、NTD 近似におけるこの 3 体を取りまく cloud は本質的にその多体的効果を表現しており、この様にしてこそ、我々はそれを新しいモードということができる。New-T. D 近似の必要性は、実験的には B(E2) transition を出すために要請されるのであるが、更に、この立場に立つことによってのみ Stability の議論が可能になることをつけ加えておく。

5) 以上の立場にたって Odd 系の Collective-Excitation を記述する新しいモードを構成しようとする場合、形式的な RPA の拡張は、ただちに困難にぶつかる。この点については、Kuo-Baranger-Baranger<sup>(5)</sup> にもふれられている。それは "dressed" 3 quasi-particle という概念をめぐって、フォノンの場合にはうまく「逃げていた」問題にぶつかるからである。それは Spurious state の問題と密接に関係している。更に、相互作用の  $H_X$ ,  $H_V$ , と  $H_Y$  の機能の違いを明確にすることが、これに関連して重要である。





6) 我々が第一ステップとして、対相関をBCS近似で処理し、準粒子間の相関としてモードを構成しようとする場合、この近似の意味を明確にしておく必要がある。それは我々がすでに一体場としてとりこんだ相関を再びモードの構成にゴチャゴチャに混ぜるといふ混乱をおこさないために必要なことである。

7) 対相関のハミルトニアンは Quasi-spin formalism では

$$\begin{aligned} H_p &= -G \hat{S}_+ \hat{S}_- \\ &= -G \hat{S}^2 + G \hat{S}_0 (\hat{S}_0 - 1) \end{aligned}$$

と変形され、したがってエネルギーは  $S_0$ 、すなわち粒子数  $N$  に依存する部分と、 $S$  すなわちセニオリティブに依存する部分に完全に分離される。そこで

$$H'_p = H_p - f(\hat{S}_0)$$

を考えると、 $H'_p$  は  $f(S_0)$  による集団運動に対する intrinsic hamiltonian と解釈され、Quasi-spin 空間での変換性に注目すれば、Bogolubov 変換は一般的に

$$\begin{aligned} T_{SS_0} &= R(\omega) T_{SS_0} R^{-1}(\omega) = \sum_{S'_0} D_{S'_0 S_0}^S(\omega) T_{SS'_0} \\ R(\omega) &= \exp\{-i\phi \hat{S}_z\} \exp\{-i\theta \hat{S}_y\} \exp\{-i\psi \hat{S}_z\} \end{aligned}$$

とかかれ、intrinsic な状態から特定の  $S_0$  状態への Projection は次の様にしてなされる。

$$|S, S_0\rangle = \frac{2S+1}{8\pi^2} \int D_{S'_0 S_0}^S(\omega) |S, S'_0\rangle_{\text{intrinsic}} d\omega$$

$\hat{S}_0$  のひきおこす運動様式が回転、 $\hat{S}_\pm$  のゆらぎが振動をひきおこす (single j モデルでは, spurious mode)。ここで注目すべきことは、BCSの真空とは  $S'_0 = -S_0$  という intrinsic 系を採用したのにならっていることであり、この場合にのみ、準粒子の数  $n$  とセニオリティブとが一致する。そして我々はそのような、intrinsic state からの励起として新たなモードを構成しようというわけである。

8) 通常的空間における Spherical tensor が、それが transfer する角運動量  $\lambda$  で特徴づけられると全く同様に Quasi-spin 空間における、Quasi-spin tensor はそれが transfer する quasi-spin  $4S$  で特徴づけられる。我々は "dressed" 3-quasi-particle モードの eigen-mode operator を (tri-linear operator から構成される) 階数  $\frac{3}{2}$  の quasi-spin tensor によって構成する。すなわち "dressed" 3 quasi-particle mode は  $\Delta v = 3$  の機能をにっていることで特徴づける。

$$C_{nIk}^+ = \frac{1}{\sqrt{3!}} \sum_{\alpha\beta r} \sum_{s_0} \psi_{nIk}(\alpha\beta r; s_0) : T_{\frac{3}{2}s_0}(\alpha\beta r) :$$

ここで  $::$  は normal product を意味し、 $T_{\frac{3}{2}s_0}(\alpha\beta r)$  が  $\hat{S}_{\pm}$ ,  $\hat{S}_0$  成分をそれ自身の中に含まないという条件から  $T_{\frac{3}{2}s_0}(\alpha\beta r) = : T_{\frac{3}{2}s_0}(\alpha\beta r) :$  が容易に証明される。

9)

$$[H, C_{nIk}^+] = \omega_{nI} C_{nIk}^+$$

で運動方程式 (4 成分) を設定し、状態の normalization, orthogonality, 真空の決定など、すべて RPA と同じ  $O\left(\frac{n}{2Q}\right)$  の近似で consistent に決定され、これらの状態はすべて同じ近似で spurious state と直交することが証明される。

10) ここで最初の話にもどって、この仕事は anharmonicity 中の hidden regularity という問題意識に何をもたらしたかという点に若干ふれると、我々の状態はセニオリテイ  $v$  の eigen-state ではない、すなわち ground state correlation によって seniority の breaking がおこっているのではあるが (このことは vibration の本質的な特徴である) それにもかかわらず transferred seniority という量 ( $\Delta v = 2\Delta S$ ) が概念的に重要な意味をもつという点がポイントである。我々の仕事に、実験的には anomalous coupling state の存在が強い motive-force になっているが、この段階では、直接、実験にあわすことよりも、そのような概念分析にポイントをおき、Odd 系の collective mode を確立することに主眼をおいた。そして、この collec-

tive mode を construct する力は  $H_X$  と  $H_Y$  であった。 $H_Y$  の効果等は次の段階で検討されよう。

\*) 具体的な内容は Theory of Collective Excitation of "Spherical" Odd Nuclei (I) として別に発表される予定ですのでそれを参照して下さい。

## 参 考 文 献

- 1) T. Marumori, Y. Shono, M. Yamamura, A. Tokunaga and Y. Miyanishi, *Phy. Letters* 25 (B) (1967), 249.
- 2) L. S. Kisslinger, R. A. Sorensen, *Revs. Mod. Phys.* 35 (1963) 853.
- 3) B. R. Mottelson, *Proc. Int. Conf. on nuclear structure*, Tokyo, 1967.
- 4) L. S. Kisslinger, *Nuclear Physics* 78 (1966), 341
- 5) T. T. S. Kuo, M. Baranger, *Nuclear Physics* 79 (1966), 513.

## 議 論

宮西：Kisslinger-Sorensen の基本仮定  $[a^+, X^+] = 0$  が particle-vibration coupling に対する仮定として述べられたが、これは二つの mode の独立性を意味しているのであって particle-vibration coupling とは別ではないか。

松柳：やはり particle-vibration coupling に関係している。この coupling には図 I と図 II の二種類がある。この  $[a^+, X^+] = 0$  は図 I を無視することに対応している。図 I には Pauli principle がきいており、shell が半分つまったときその効果が最も大きい。

西山：Bogoliubov 変換  $R(\omega)$  において  $\phi, \psi \neq 0$  としたとき B. C. S とどこが変わってくるか。

松柳：B. C. Sでは $\phi, \psi \neq 0$ でも gap-equation においてはその効果は消え、 $\phi, \psi = 0$ としたのと同じである。

庄野：ここで行っている Bogoliubov 変換は普通のものと同じか、又何のためにこのような形式をとったのか。

松柳：同じである。この形式によると対相関による三種類の運動様式（振動，回転，内部励起）の違いが明確になり，spurious state の除去が容易になる。

宮西，庄野：projection  $|SS_0' \rangle \rightarrow |SS_0 \rangle$  の意味は？

松柳：pairing rotation だけ入り，pairing vibration は入らないことを意味している。又， $s_0 = -S$  (B. C. S) としたとき seniority と quasi-particle の数が一致し spurious state が自動的に除去される。

庄野：図 I をとり入れたことによって vibration と single-particle の mode は各々どのような変化を受けたのか。

松柳：Odd 核の one phonon state といわれていたものが図 I の効果によって新しいモードに変わった。single particle mode はそのまま残っている。

宮西：この formalism では Odd 核の励起状態をとなりの even 核の vacuum からつくっている。この場合 Odd 核の励起状態が even 核の vacuum を規定することになっていないか。

松柳：一見そう見えるが， $| \phi_0 \rangle$  はあくまで “dressed” 3 quasi-particle の  $Y_{nIk}^+$  というモードに対する vacuum として規定されるのであるから，その意味で Odd 核に対する vacuum を規定していると考えられる。

宮西，庄野： $j-1$  が一本だけ下るのは interaction の性質によっているのか。何か直観的な解釈ができないか。

松柳：両方による。

(Racah 係数を含んだ effective な interaction の効果

$D = \chi u^2 v^2 (1 + 10 \left\{ \begin{matrix} j & j & 2 \\ j & 1 & 2 \end{matrix} \right\} )$  について説明があり，Racah 係数の kinematical な性質と force として quadrupole type を採用した場合に

$I = j - 1$  だけが  $\left\{ \begin{matrix} j & j \\ j & I \end{matrix} \right\} > 0$  となり  $I = j - 1$  だけが下ることになることが示された)

その後、この仕事を進めるにあたっての考え方、重点の置き所等について松柳、栗山両氏からコメントがあった。栗山氏は何よりもまず正しい、ambiguityのないodd核のmodeの確立がこの仕事の中心であること、松柳氏はその点に加えてanomalous couplingの存在が強いmotive forceになっているので、次の論文でこれを取りあげて述べて。