

## 原子核高励起状態上の巨大共鳴に関する微視的理論

埼玉大・教養 田 辺 孝 哉

**Abstract:** Recent development in the self-consistent microscopic theories based on the cranked thermal Hartree-Fock-Bogoliubov (THFB) approximation and the thermal random phase approximation (TRPA) is reviewed. The THFB approximation is effective in describing changes of nuclear structure far above the yrast region, and the TRPA can be applied to explain microscopically the giant dipole resonances (GDR) built on the excited states in the hot rotating nucleus. It is shown that the TRPA can be extended to take into account dissipation of single-particle levels due to thermal fluctuation effect.

## § 1. 緒 論

極めて一般的な言い方をするなら、量子多体系を研究対象とする点では、原子核物理は物性物理と共通の側面を持っている。しかし、核子多体系が示す際立った特性は有限系であるという事実の他に、むしろ核力の到達距離と強さの帰結として、単一粒子運動と集団的運動が明瞭には分離されない場合があるということであろう。その様な状況の中にあつて、変形核の回転状態と巨大共鳴状態 [特にユラスト (yrast) 近傍において] は集団運動状態として最も明確に認識され得たものである。“明確に認識された”とは、実験的には慣性率、定まった変形度、共鳴の位置と幅等の指示量が良く定義されるという事実と、単一粒子基底から出発する (種々の立場があるにせよ) 微視的理論に基づいて集団運動を明確に記述し得るということである。従つて、当面の課題はユラスト領域で成功を収めた微視的理論をユラストを離れた高温の高励起領域に外挿的に適用することが果して可能か否か、不十分であるとすればどの様な問題点があるかを明らかにすることであろう。

重イオン同志の衝突から生じた複合核状態が軽核、粒子、 $\gamma$ 線を放出しながらユラスト状態に到達する迄の過程を考える。衝突の初期には核時間 ( $\sim 10^{-23}$  s) から長くても核子間相関時間  $\tau_{\text{corr}}$  ( $\sim 10^{-22}$  s) 程度の衝突過程の後に高い励起状態にある残留核が残る。その後は、 $10^{-15}$  s に比較してずっと速い過程を通じて粒子数やエネルギー散逸が起っている間は未だ熱平衡状態に到達しなかったとしても、例えば E2 電磁遷移の寿命 ( $10^{-12} \sim 10^{-13}$  s) の間には十分熱平衡状態に到達していると仮定して良いであろう。実際には  $\tau_{\text{corr}}$  程度の短時間でも内部運動は熱平衡に到達すると仮定した上で、核反応に統計理論を適用した解析がまともな結果を導くことを考慮すると、内部平衡状態の緩和には  $10^{-14}$  s は全く十分に長い時間であり、平衡系統計力学の適用は根拠があると考えられる。

球形殻模型の単一粒子基底 (球形ニルソン基底) から出発し、対相関 (必要なら四重極対相関を加える)

プラス四重極相互作用という現象論的な微視的残留相互作用を基本にしたクランキング Hartree-Fock Bogoliubov (CHFB)法による平均場近似は、高スピン・ユラスト帯、ブロック準位を含むユラスト帯におけるスピン整列機構、超変形回転状態等についてかなりの精度をもって現象を再現し得ることが幾多の計算によって示されている。従って、高温・高スピン励起状態についてもこの平均場近似を統計的に拡張し適用することは大変有効である。§2では、上の様な期待をもって行った温度 HFB (THFB)の定式化とその相転移、変形転移への応用について述べる。§3では THFB解を基に温度 RPA (TRPA)の定式化を行う方法、§4では TRPAの E1 巨大共鳴 (GDR)への応用について述べる。§5では熱場理論 (Thermo Field Dynamics, 又は TFD)を用いた TRPAの拡張に触れる。§6では THFBを基礎とする TRPAが多粒子-多孔励起効果をいかに巧みに取込んでいるかを示す例として、拡張された安定性条件との関連において単一粒子状態の散逸について述べる。§7では、高温巨大共鳴に関する研究と関連する今後の研究課題として、超変形状態の生成過程と共鳴幅の運動による尖鋭化の問題に触れてみたい。

## §2. 温度 HFB 理論

HFB方程式を有限温度の場合に拡張して温度 HFB (THFB)方程式を導き、併せて解の安定性を論ずる最も徹底した方法は系の熱力学的 (グランド)ポテンシャルに変分法を適用する仕方であろう<sup>1,2)</sup> 粒子演算子  $c_k, c_k^\dagger$  によって書かれる微視的ハミルトニアン  $H$ が与えられたとき、一般化ボゴリュボフ変換

$$c_k = \sum_{\mu} (A_{k\mu} \alpha_{\mu} + B_{k\mu}^* \alpha_{\mu}^{\dagger}) \quad (1)$$

と試行密度行列

$$\hat{W} = \exp(-\beta \sum_{\mu} E_{\mu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\mu}) / \text{Tr} [\exp(-\beta \sum_{\mu} E_{\mu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\mu})] \quad (2)$$

を考える。  $A_{k\mu}, B_{k\mu}, A_{k\mu}^*, B_{k\mu}^*$  と  $E_{\mu}$  を変分変数とみなし系の熱力学的ポテンシャル  $F$  の変分

$$\delta F \equiv \delta [\langle H' \rangle - ST] \equiv \delta [\langle H - \omega_{\text{rot}} \hat{J}_x - \lambda_p \hat{Z} - \lambda_n \hat{N} \rangle - ST] = 0 \quad (3)$$

$$S = -k \text{Tr} (\hat{W} \ln \hat{W}) \quad (4)$$

から HFB方程式が導かれる。上の  $S$  は試行エントロピー、  $\langle \rangle$  は  $\hat{W}$  による熱平衡平均を意味する。このとき準粒子分布は

$$\langle \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\nu} \rangle = f_{\mu} \delta_{\mu\nu}, \quad f_{\mu} \equiv 1 / (1 + \exp \beta E_{\mu}) \quad (5)$$

によって与えられ、単一粒子密度とは対相関行列は

$$\rho_{k\ell} \equiv \langle c_{\ell}^{\dagger} c_k \rangle = [B^*(1-f) B^{\text{tr}} + A f A^{\dagger}]_{k\ell}, \quad (6)$$

$$\mathcal{M}_{k\ell} \equiv \langle c_{\ell} c_k \rangle = [B^*(1-f) A^{\text{tr}} + A f B^{\dagger}]_{k\ell} \quad (7)$$

によって与えられる。THFB方程式は HFB方程式と類似である。

$$\begin{pmatrix} \xi + \Gamma & A \\ A^* & -(\xi + \Gamma)^* \end{pmatrix}_{kl} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{\ell\mu} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{k\mu} E_{\mu}, \quad (8)$$

$$\Gamma_{kl} \equiv \sum_{pq} v_{kplq} \rho_{qp}, \quad A_{kl} \equiv \frac{1}{2} \sum_{pq} v_{kplq} \mathcal{H}_{pq} \quad (9)$$

温度  $T (= 1/k\beta)$  による効果は全て分布関数  $f_{\mu}$  が表わし (6), (7) の  $\rho$ ,  $\mathcal{H}$  の定義式を通じて方程式に入ってくる。(8) は角運動量と粒子数に関する補助条件

$$\langle \hat{J}_x \rangle = \sqrt{I(I+1)}, \quad \langle \hat{Z} \rangle = Z, \quad \langle \hat{N} \rangle = N \quad (10)$$

の下で解かれなければならない。従って、与えられた  $I$ ,  $Z$ ,  $N$  及び温度  $T$  に対して非線形連立方程式 (8), (10) を解き、準粒子エネルギー固有値  $E_{\mu}$ , 回転角速度  $\omega_{\text{rot}}$ , 化学ポテンシャル  $\lambda_p$ ,  $\lambda_n$  及び規格化された固有ベクトル ( $A_{k\mu}$ ,  $B_{k\mu}$ ) の全てが自己無撞着解として同時に定まる仕組になっている。

一般化された単一粒子密度

$$K \equiv \begin{pmatrix} \rho & \mathcal{H} \\ -\mathcal{H}^* & 1 - \rho^* \end{pmatrix} \quad (11)$$

の固有値は 0 又は 1 ではなく、温度効果のため  $f_{\mu}$  又は  $1 - f_{\mu}$  となる。

$$K_{kl} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{\ell\mu} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{k\mu} f_{\mu}, \quad K_{kl} \begin{pmatrix} B^* \\ A^* \end{pmatrix}_{\ell\mu} = \begin{pmatrix} B^* \\ A^* \end{pmatrix}_{k\mu} (1 - f_{\mu}) \quad (12)$$

対相関相互作用が存在する場合、秩序パラメータとして準位に依存するギャップ  $A_{kl}$  が計算され、他の全ての物理量も微視的に計算される。例えば、変形パラメータは次の様に計算される。

$$\beta = [\langle r^2 Y_{20} \rangle^2 + 2 \langle r^2 Y_{22} \rangle^2]^{1/2} / \langle r^2 \rangle, \quad \tan \gamma = \sqrt{2} \langle r^2 Y_{22} \rangle / \langle r^2 Y_{20} \rangle \quad (13)$$

THFB 近似の特徴は以下の如くである。

(i) スピンの回転整列を記述するなど、ユラスト近傍の状態の記述に有効であった HFB 近似の長所を全て受継ぎ、ユラスト線 ( $T=0$ ) から離れた状態 (有限温度) についての平均的性質を記述する。

(ii) 回転並びに温度効果による超伝導相と正常相の間の相転移、及び偏長と非集団運動的偏平変形の変形転移、その他、特殊な相 [例えばスピンの 2 方向整列 (Bidirectional Alignment)<sup>1,3,4</sup>] が存在する場合でも記述できる。

(iii) 一貫して微視的理論の立場に立っているため、付加的な近似や狭雑物を極力避けることができる。例えば、変形度や角速度パラメータを外部から導入することはせず、それ等は解によって  $I$ ,  $Z$ ,  $N$ ,  $T$  の関数として自己無撞着に決定される。これはクランキング殻模型 (CSM) とは際立った対照をなす。単一粒子空間に球形殻模型の基底を採用し、微視的相互作用も回転不変性、時間反転不変性を持っている。従っ

て、自発的対称性の破れを持つ解によって変形を導き、説明する立場をとっている。

(iv) 全ての物理量が微視的に計算されるから、内部状態の変化を詳細に逐一追うことができる。従って、集団運動を記述する巨視的物理量の変化を対応する微視的变化と結びつけて理解することができる。

この方法の難点は、計算機能力の限界であって、単一粒子空間が広がるにつれて急速に計算時間が増大することである。高温領域での平均的性質や準位密度<sup>3)</sup>を計算する際には、角運動量や粒子数の混合は大きな困難とはならない。また、“HFB方程式の解はバンド交差において不安定になる”との理解はHFB法をCSMと混用することによって生じた誤解の最たるものであるということを描きおきたい。即ち、HFB方程式は補助条件(10)の下で解かれるので、与えられたI, Z, T及びA, Bに関する直交規格条件付でパラメータ多様体(A, B, A\*, B\*, E<sub>μ</sub>, ω<sub>rot</sub>, λ<sub>p</sub>, λ<sub>n</sub>)の中での熱力学的ポテンシャルFの正に極小点を求めているので安定性には問題は無くなる<sup>5)</sup>。それとは違って、CSMの様に角運動量に関する補助条件を取り去ると、ω<sub>rot</sub>を変化させて得た解からIを決めたとき、得られた答がω<sub>rot</sub>-I空間の物理的曲線の近傍に軌跡を描く保障は無くなってしまう。

数値解析に最大傾斜法を適用し、2主殻程度を被う単一粒子空間と対相関プラス四重極相互作用を用いてTHFB方程式の自己無撞着解を初めて<sup>164</sup>Erについて得ることができた<sup>1,3,4)</sup>。この小論の目的はむしろ次章以降にあるので、解の詳細については原論文を、また、その後の発展については、別の近似を採用したGoodmanの最近の論文<sup>6)</sup>を参照していただくことにしたい。

### § 3. 温度HFB に基づく温度RPA

温度RPA (TRPA) 方程式の導出にも変分法を用いると大変見通しが良い<sup>7,8)</sup>。温度HFB (THFB) 方程式に取込んだ部分H<sup>eff</sup>とその残りΔHに分け、

$$H' = H^{\text{eff}} + \Delta H, \quad H^{\text{eff}} = U^{\text{eff}} + \sum_{\mu} E_{\mu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\mu}, \quad (14)$$

ΔHをTRPAによって考慮する。試行密度行列を

$$\hat{W} \rightarrow \tilde{W} = \exp [i(Q^{\dagger} + Q)] \hat{W} \exp [-i(Q^{\dagger} + Q)] \quad (15)$$

と変換すると、Q<sup>†</sup> + Qに関して2次迄の近似でFの増分は

$$\begin{aligned} \Delta F &\equiv \tilde{F} - F = \text{Tr}(\tilde{W}H') - \text{Tr}(\hat{W}H') \\ &\cong i \langle [H', Q^{\dagger} + Q] \rangle + \frac{1}{2} \langle [Q^{\dagger} + Q, [H', Q^{\dagger} + Q]] \rangle \end{aligned} \quad (16)$$

と与えられる。Q<sup>†</sup>は演算子α<sub>μ</sub><sup>†</sup>, α<sub>μ</sub>の双一次形式

$$Q^{\dagger} = \sum_{\mu < \nu} (X_{\mu\nu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\nu}^{\dagger} - Y_{\mu\nu} \alpha_{\nu} \alpha_{\mu}) + \sum_{\mu\nu} Z_{\mu\nu} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\nu} \quad (17)$$

であるとする。(15)の無限小変換の結果、ΔFが極小を持たずに不安定になってしまうことはないとする条件が

$$\langle [Q, [H', Q]] \rangle = \langle [Q^\dagger, [H', Q^\dagger]] \rangle = 0 \quad (18)$$

であること及び、規格化条件が

$$\langle [Q, Q^\dagger] \rangle = X^\dagger M X = 1 \quad (19)$$

となることに注意する。ここに、RPAの固有振幅  $X$  とメリット  $M$  は

$$X^{\text{tr}} \equiv (X_{\mu\nu}, Y_{\mu\nu}, Z_{\mu\nu}), \quad M_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv \begin{pmatrix} 1 - f_\mu - f_\nu & 0 & 0 \\ 0 & -(1 - f_\mu - f_\nu) & 0 \\ 0 & 0 & f_\nu - f_\mu \end{pmatrix} \quad (20)$$

である。

(18), (19) を補助条件に課しながらパラメータ  $X, Y, Z$  に関する  $\Delta F$  の変分から次の TRPA 固有値方程式が求められる。<sup>7,8)</sup>

$$\Omega M X^{(n)} = \hbar \omega_n X^{(n)}, \quad \Omega M X^{(-n)} = \hbar \omega_{-n} X^{(-n)} \quad (\omega_{-n} = -\omega_n), \quad (21)$$

$$X^{(-n)\text{tr}} \equiv (-Y_{\mu\nu}^{(n)*} - X_{\mu\nu}^{(n)*} Z_{\nu\mu}^{(n)*}) \quad (22)$$

ここに現われる TRPA 行列  $\Omega$  は

$$(M\Omega M)_{\mu\nu, \rho\sigma} = (M\Omega M)_{\rho\sigma, \mu\nu}^* = \begin{pmatrix} A_{\mu\nu, \rho\sigma} & B_{\mu\nu, \rho\sigma} & C_{\mu\nu, \rho\sigma} \\ B_{\mu\nu, \rho\sigma}^* & A_{\mu\nu, \rho\sigma}^* & C_{\nu\mu, \sigma\rho}^* \\ C_{\rho\sigma, \mu\nu}^* & C_{\sigma\rho, \nu\mu} & D_{\mu\nu, \rho\sigma} \end{pmatrix}, \quad (23)$$

$$A_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv (E_\mu + E_\nu)(1 - f_\mu - f_\nu)(\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} - \delta_{\mu\sigma}\delta_{\nu\rho}) + 4(1 - f_\mu - f_\nu)(H_{22})_{\mu\nu\rho\sigma}(1 - f_\rho - f_\sigma), \quad (24a)$$

$$B_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv 24(1 - f_\mu - f_\nu)(H_{40})_{\mu\nu\rho\sigma}(1 - f_\rho - f_\sigma), \quad (24b)$$

$$C_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv 6(1 - f_\mu - f_\nu)(H_{31})_{\mu\nu\sigma\rho}(f_\sigma - f_\rho), \quad (24c)$$

$$D_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv (E_\mu - E_\nu)(f_\nu - f_\mu)\delta_{\mu\rho}\delta_{\nu\sigma} + 4(f_\nu - f_\mu)(H_{22})_{\mu\sigma\nu\rho}(f_\sigma - f_\rho) \quad (24d)$$

によって定義される。これ等の式が  $T=0$  のとき、即ち、 $f_\mu=0$  のとき通常の RPA 方程式に帰着することは明らかである。なお、準粒子像が THFB 方程式の解で与えられていることから

$$\langle [H', \alpha_\nu \alpha_\mu] \rangle = -(1 - f_\mu - f_\nu)[(H_{20})_{\mu\nu} + 6 \sum_\rho (H_{31})_{\mu\nu\rho\rho} f_\rho] = 0, \quad (25a)$$

$$\langle [H', \alpha_\mu^\dagger \alpha_\nu] \rangle = (f_\nu - f_\mu)[(H_{11})_{\nu\mu} + 4 \sum_\rho (H_{22})_{\nu\rho\mu\rho}] = (f_\nu - f_\mu)E_\nu \delta_{\mu\nu} = 0 \quad (25b)$$

を示すことができるから (16) の第 1 項は零である。

$$\langle [H', Q^\dagger + Q] \rangle = 0 \quad (26)$$

TRPA 解 ( $X^{(n)}, X^{(-n)}$ ) の規格直交性と完全性は

$$\langle [Q_m, Q_n^\dagger] \rangle = X^{(m)\dagger} M X^{(n)} = \delta_{mm}, \quad (27)$$

$$\sum_{n>0} [(X^{(n)} X^{(n)\dagger} - X^{(-n)} X^{(-n)\dagger}) M]_{\mu\nu, \rho\sigma} = \delta_{\mu\rho} \delta_{\nu\sigma}. \quad (28)$$

と書かれるので、任意の一体演算子  $\hat{D}$  が  $Q_n, Q_n^\dagger$  によって

$$\hat{D} = \sum_{n>0} (\langle [Q_n, \hat{D}] \rangle Q_n^\dagger + \langle [\hat{D}, Q_n^\dagger] \rangle Q_n) \quad (29)$$

のように展開されるので、有限温度の場合にも次のエネルギー和則が証明される。

$$\frac{1}{2} \langle [\hat{D}, [H', \hat{D}]] \rangle = \sum_{n>0} \hbar \omega_n |\langle [Q_n^\dagger, \hat{D}] \rangle|^2 \quad (30)$$

(18), (19) によって

$$\begin{aligned} \Delta F &\equiv \text{Tr}(\tilde{W}H') - F \\ &= \frac{1}{2} \langle [Q^\dagger + Q, [H', Q^\dagger + Q]] \rangle = X^\dagger M \Omega M X = \hbar \omega \end{aligned} \quad (31)$$

となるから、 $\Delta F > 0$  が TRPA 解のスペクトル条件であることが分かる。<sup>7)</sup>

以上の導出から理解されるように、熱平衡平均された量だけを取扱っており

$$[H', Q^\dagger] = \hbar \omega Q^\dagger \quad (32)$$

といった種類の演算子の関係式を要請してはいない。従って、(17) 式の第 3 項を入れても理論上の矛盾は生じない。(24c) から分かるように、この項のおかげで  $(H_{31})_{\mu\nu\rho\sigma}$  からの寄与が取入れられている。

#### § 4. 温度 RPA による高温巨大共鳴の記述

原子核の全ての励起状態上に巨大共鳴状態が励起されるとすれば、<sup>9)</sup> 重イオン衝突から生じた高励起の複合核状態が巨大共鳴状態によっていて、それから放出される  $\gamma$  線スペクトルに共鳴構造が観測される筈である。この期待の下に行われた Newton 等の実験<sup>10)</sup> によって初めて E1 巨大共鳴 (GDR) が分離された。この研究の目的は励起エネルギー (又は温度) と角運動量 (又は回転角速度) に応じて系の変形度等がどのように変化するかを調べることである。従って、入射エネルギーを変化させながら、 $\gamma$  線スペクトルが測定されている。その後の実験によって、希土類変形核<sup>11-15)</sup> や魔法数を含む Sn 核<sup>16)</sup> 等における高温巨大共鳴の情報が見られている。また、高温 E2 巨大共鳴 (GQR) のスペクトルも測定されたという報告もある。<sup>17)</sup> これ等の実験によって得られた高温 GDR 生成断面積に関する情報は次の通りである。

(i) 一般に、温度  $T$  の増大に伴い、共鳴エネルギー  $E_{\text{res}}$  は減少する。

(ii) 角運動量  $I$  の増大に伴う変化は顕著ではない。<sup>18)</sup>

- (iii) T と I の増大に伴い、共鳴の全幅  $\Gamma_{\text{res}}$  は一般に増大する。
- (iv) 共鳴スペクトルの山が 1 つの極大を持つか、2 つの極大に分裂するかは温度 T と角運動量 I に依存する。分裂の幅も変化する。
- (v) 巨大共鳴状態からは  $\gamma$  線ばかりなく、中性子放出を伴う。この競合についての観測はあるが、<sup>19)</sup>  $\gamma$  線が共鳴状態から直ちに放出され、 $\gamma$  線スペクトルが直接共鳴に関する情報を担っているか否かは必ずしも明瞭ではない。
- (vi) 高温での GDR の共鳴幅に運動による尖鋭化がみられるとする議論があるが、<sup>20)</sup> 現在のところそのような徴候は見出されていない。<sup>21)</sup>

高温においては、多粒子-多孔励起のため、極めて高い準位密度で配位混合した多くの状態が分布する。従って、振動の強度が多くのモードに分配されることにより共鳴幅が増大するであろう。一方、互いに近い多くの準位が存在することは外部から加えた変形に対抗する復元力を弱めるので、核物質の softening が起ると期待される。

TRPA でも (5) 式の準粒子分布関数  $f_{\mu}$  が温度依存を記述する。回転の角速度  $\omega_{\text{rot}}$  が増大するとコリオリ力のために低い準粒子エネルギーは減少の傾向がある。この効果は  $f_{\mu}$  を増大させる点で、温度の増大 ( $\beta = 1/kT$  は減少) と類似の効果をもたらす筈である。しかし、I を変化させて測定する場合、温度 T が一定になっている保証はなく、むしろ、I が増加すると低い T が混在してくるとも考えられる。また、THFB 解は BCS 解と大変異なっており、I の増加に伴って全ての  $E_{\mu}$  が減少するわけではないので (ii) の様に I 依存は著しくはない。スピンの回転整列は偏平変形をもった非集団運動的な状態への移行を促し  $\beta, \gamma$  を変える。<sup>22)</sup> GDR スペクトルの測定は原子核の相図<sup>4,6)</sup> の検証のための重要な情報を提供してくれる。

GDR の場合は、(14) 式のハミルトニアンに陽子と中性子の重心座標の差に相当するベクトル  $\mathbf{D}$  についての dipole-dipole 相互作用を加えた

$$H' = H^{\text{eff}} + \Delta H + \frac{1}{2} \chi_{\mathcal{D}} \sum_{\mathcal{X}=0,\pm} \mathbf{D}^{\mathcal{X}\dagger} \mathbf{D}^{\mathcal{X}} \quad (33)$$

を考える。準粒子を用いて、 $\mathbf{D}^{\mathcal{X}}$  を

$$\mathbf{D}^{\mathcal{X}} = \sum_{\mu < \nu} (a_{\mu\nu}^{\mathcal{X}} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\nu}^{\dagger} + b_{\mu\nu}^{\mathcal{X}} \alpha_{\nu} \alpha_{\mu}) + \sum_{\mu\nu} c_{\mu\nu}^{\mathcal{X}} \alpha_{\mu}^{\dagger} \alpha_{\nu}, \quad (34)$$

$$a^{\mathcal{X}} \equiv (A^{\dagger} \mathbf{D}^{\mathcal{X}} B^*)_{\mu\nu} - (A^{\dagger} \mathbf{D}^{\mathcal{X}} B^*)_{\nu\mu} \quad (35)$$

と表わすことにする (準粒子準位に関する  $\mu, \nu$  は陽子と中性子にわたるものとし、 $\mathcal{X} = x, \pm$  とする)。  $b_{\mu\nu}^{\mathcal{X}}, c_{\mu\nu}^{\mathcal{X}}$  も (35) と類似の式で定義される。§ 3 の TRPA 方程式を直接解く方法も考えられるが、単一粒子空間が広く、行列の次元が大きい場合でも実行可能な方法として、以下のように強度関数を直接扱うことにする。<sup>23)</sup> 先ず、TRPA 振幅ベクトル  $\mathbf{X}$  を

$$X_{\mu\nu} = \frac{1}{\hbar\omega - E_{\mu} - E_{\nu}} \frac{\chi_{\mathcal{D}}}{2} \sum_{\kappa} [b_{\mu\nu}^{\mathcal{X}*} \{U^{\mathcal{X}}(p) + U^{\mathcal{X}}(n)\} + a_{\mu\nu}^{\mathcal{X}} \{V^{\mathcal{X}}(p) + V^{\mathcal{X}}(n)\}], \quad (36a)$$

$$Y_{\mu\nu} = \frac{-1}{\hbar\omega - E_\mu + E_\nu} \frac{\chi_D}{2} \sum_{\kappa} [a_{\mu\nu}^{\kappa*} \{U^{\kappa}(p) + U^{\kappa}(n)\} + b_{\mu\nu}^{\kappa} \{V^{\kappa}(p) + V^{\kappa}(n)\}], \quad (36b)$$

$$Z_{\mu\nu} = \frac{1}{\hbar\omega - E_\mu + E_\nu} \frac{\chi_D}{2} \sum_{\kappa} [c_{\mu\nu}^{\kappa} \{V^{\kappa}(p) + V^{\kappa}(n)\} + c_{\nu\mu}^{\kappa*} \{U^{\kappa}(p) + U^{\kappa}(n)\}] \quad (36c)$$

と表わす。ただし,

$$U^{\kappa}(q) \equiv \langle [D^{\kappa}(q), Q^{\dagger}(q)] \rangle, \quad V^{\kappa}(q) \equiv \langle [D^{\kappa\dagger}(q), Q^{\dagger}(q)] \rangle, \quad (q = p, \text{ or } n). \quad (37)$$

クラッキング・ハミルトニアン  $H'$  は変換  $\exp(i\Pi\hat{J}_x)$  の下で不変であることによって, 固有値方程式は  $D^x$  を含む  $1 \times 1$  行列と  $D^+$ ,  $D^-$  を含む  $2 \times 2$  行列とに分離して,

$$(1 - \chi_D R) S^x = 0, \quad \begin{pmatrix} 1 - \chi_D L & -\chi_D M \\ -\chi_D M & 1 - \chi_D N \end{pmatrix} \begin{pmatrix} S^+ \\ S^- \end{pmatrix} \equiv RS = 0 \quad (38)$$

となる。ただし,  $S^x \equiv U^x$ ,  $S^\pm \equiv U^\pm = -V^\mp$  と書いた。また,

$$R \equiv \sum_{\mu \in +, \nu \in -} \frac{2(E_\mu + E_\nu)(1 - f_\mu - f_\nu)}{(\hbar\omega)^2 - (E_\mu - E_\nu)^2} (a_{\mu\nu}^{\kappa})^2 + \sum_{\mu, \nu \in \pm} \frac{2(E_\mu - E_\nu)(f_\nu - f_\mu)}{(\hbar\omega)^2 - (E_\mu - E_\nu)^2} (c_{\mu\nu}^{\kappa})^2, \quad (39)$$

$$L \equiv \sum_{\mu \in +, \nu \in -} \left[ \left\{ \frac{(a_{\mu\nu}^-)^2}{\hbar\omega - E_\mu - E_\nu} - \frac{(a_{\mu\nu}^+)^2}{\hbar\omega + E_\mu + E_\nu} \right\} (1 - f_\mu - f_\nu) + \left\{ \frac{(c_{\mu\nu}^+)^2}{\hbar\omega + E_\mu - E_\nu} - \frac{(c_{\mu\nu}^-)^2}{\hbar\omega - E_\mu + E_\nu} \right\} (f_\mu - f_\nu) \right], \quad (40)$$

$M, N$  についても類似の式で定義が与えられる。<sup>23)</sup> なお,  $\mu \in +, \nu \in -$  は準粒子のパリティーに関して別々の和を取ることを意味する。(36) を  $Q^\dagger$  の規格化の式 (27) に代入することによって得られる

$$(S_n^x)^2 = - \left( \chi_D^2 \frac{dR}{d\omega} \right)^{-1}, \quad (41a)$$

$$(S_m^+)^2 = (1 - \chi_D N) \left[ \chi_D \frac{d}{d\omega} (\det R) \right]^{-1}, \quad (41b)$$

$$(S_n^-)^2 = (1 - \chi_D L) \left[ \chi_D \frac{d}{d\omega} (\det R) \right]^{-1} \quad (41c)$$

という関係式を用いると, GDR 励起の強度関数



$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \sum_{ijkl} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle c_i^\dagger(t) c_j(t) c_k^\dagger(0) c_l(0) \rangle \\ = \sum_{n>0} [A(\omega) \delta(\omega - \omega_n) - B(\omega) \delta(\omega + \omega_n)] \end{aligned} \quad (42)$$

への寄与を

$$A(\omega) = \sum_{\mathcal{H}=x, \pm} A^{\mathcal{H}}(\omega); \quad (43)$$

$$\begin{aligned} A^x(\omega) \equiv \chi_D (S^x)^2 \sum_{\mu\epsilon+, \nu\epsilon-} [(a_{\mu\nu}^x)^2 \left\{ \frac{(1-f_\mu)(1-f_\nu)}{\hbar\omega - E_\mu - E_\nu} + \frac{f_\mu f_\nu}{\hbar\omega + E_\mu + E_\nu} \right\} \\ + (c_{\mu\nu}^x)^2 \left\{ \frac{f_\mu(1-f_\nu)}{\hbar\omega + E_\mu - E_\nu} + \frac{f_\nu(1-f_\mu)}{\hbar\omega - E_\mu - E_\nu} \right\}] \end{aligned} \quad (44)$$

等の  $\hbar\omega$  の具体的な関数として表わすことができる。実験と比較するために  $\gamma$  線吸収断面積

$$\sigma_A^{\mathcal{H}}(\omega) = - \frac{e^2}{\hbar c} \omega \text{Im} A^{\mathcal{H}}(\omega), \quad \mathcal{H}=x, \pm \quad (45)$$

を計算する際には、 $\hbar\omega \rightarrow \hbar\omega + i\Gamma/2$  と置き換え、 $\Gamma \sim 1$  MeV 程度幅を持たせることによって  $\omega$  のスムーズな関数とする。

理論値を観測量に比較するために以下の2つの注意が必要である。

(i) クランキング THFB 解上の TRPA によって E1 遷移の選択則 ( $I \rightarrow I, I \pm 1$ ) を考慮するためにはクランキング軸 (回転系の  $x$  軸) を静止系の量子化軸 ( $Z$  軸) と一致させるため、回転系の  $y$  軸の周りに  $\pi/2$  だけ座標軸を回転する変換によって得られる

$$D_Z = D^x, \quad \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (D_X + iD_Y) = - \frac{i}{\sqrt{2}} (D^y \pm iD^z) (\equiv D^\pm) \quad (46)$$

という成分を考える必要がある。<sup>24)</sup>

(ii) 熱平衡平均を適用して計算された強度関数 (42) には負の遷移エネルギー ( $\omega = -\omega_n < 0$ ) に対して定義される項  $B(\omega)$  が存在する。この様な項が生じた理由は、GDR のある1つの準位が負エネルギーの  $\gamma$  線を放出 (即ち、 $\gamma$  線の吸収) して、上方に存在する準粒子 Fock 空間の或る1つの状態へと崩壊する過程が許されるからである。物理的にはこの寄与は除外されるべきものである。他方、(30) のエネルギー和則が

$$\frac{1}{2} \sum_{\mathcal{H}} \langle [D^{\mathcal{H}}, [H', D^{\mathcal{H}}]] \rangle = \sum_{n>0} \sum_{\mathcal{H}=0, \pm} \hbar\omega_n^x (A_n^{\mathcal{H}} - B_n^{\mathcal{H}}) \quad (47)$$

と書かれることに着目し、物理的な関数  $A^{\mathcal{H}}$  を “dynamical”,  $A^{\mathcal{H}} - B^{\mathcal{H}}$  の組合わせを “kinematical” な強度関数と呼ぶことにする。<sup>8)</sup>

単一粒子空間として陽子と中性子殻各々について大体3主殻を被う程度の基底を選び、<sup>162,166</sup> Er の高温巨大共鳴を計算した結果については文献 8, 24 に詳しい。この単一粒子空間はエネルギー和則の約 50% を

尽す程度であるが、 $^{166}\text{Er}$  の高温 GDR の  $\gamma$  線スペクトルの 2 山についても大変良く再現することができる (図 1)。(a) は Gosset et al による  $I \cong 15$  における実験 (点線は  $E_1 = 12.5 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_1 = 3.69 \text{ MeV}$ ;  $E_2 = 15.77 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_2 = 5.75 \text{ MeV}$  をもつ 2 つの Lorentzian によるフィット)<sup>12)</sup> を  $kT = 1.5 \text{ MeV}$ ,  $I = 12$  に対する計算によって再現したものである。励起エネルギーと変形度に関する理論値  $E^* = 53.8 \text{ MeV}$ ,

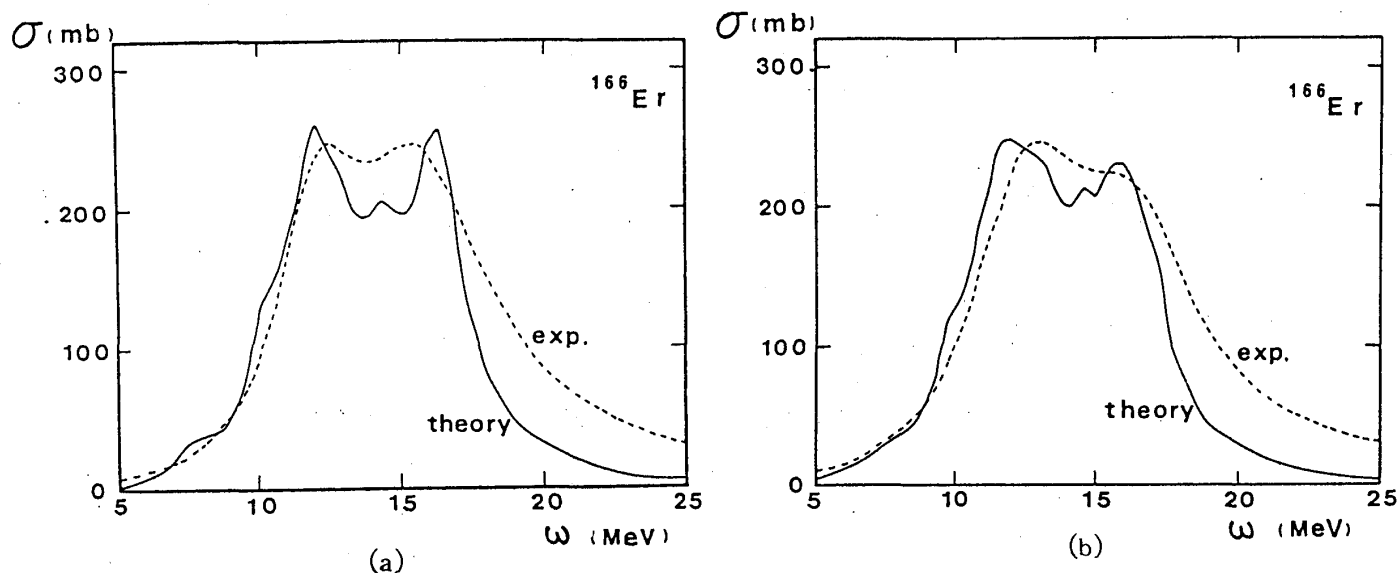


図 1 (文献 23)

$\delta = 0.34$  は実験値  $E_{\text{exp}}^* = 49.2 \text{ MeV}$ ,  $\delta = 0.3$  と矛盾しない。(b) は Gaardhoje et al による  $I \cong 22$  における実験 (点線は  $E_1 = 12.6 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_1 = 5.2 \text{ MeV}$ ;  $E_2 = 16.4 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_2 = 5.2 \text{ MeV}$  をもつ 2 つの Lorentzian によるフィット)<sup>11)</sup> を  $kT = 1.5 \text{ MeV}$ ,  $I = 26$  に対する計算によって再現したものである。励起エネルギーと変形度に関する理論値  $E^* = 58.5 \text{ MeV}$ ,  $\delta = 0.30$  は実験値  $E_{\text{exp}}^* = 61.5 \text{ MeV}$ ,  $\delta = 0.3$  も同様に良く再現される。理論値が高エネルギーで小さく、全幅もやや小さく出るのは高い単一粒子準位を増やすことによって改善されるであろう。しかし、2 山の特徴など全体的に良く再現されており、有限温度に拡張した平均場近似の妥当が示されている。詳しくは文献 23, 24 を参照願いたい。なお、これらの計算には spreading 及び escaping 幅は考慮されていないが、変形核の場合には、粒子-孔エネルギーがエネルギー的に広く分散しているため全幅を与えることが可能になっている。また、 $T$  を一定に保ち  $I$  を増加させたとき、理論値の変化は大変小さいが、<sup>23)</sup> これも最近の実験事実<sup>18)</sup> と矛盾しない。dynamical と kinematical 強度関数の差異についての検討も文献 23 に詳しい。

### §5. 熱場理論に基づく温度 RPA の拡張

高橋・梅沢によって提案された熱場理論 (Thermo Field Dynamics, 又は単に TFD<sup>25)</sup>\*) は、有限温度における熱平衡平均を真空期待値の形式に表わし、また、時間依存も陽に記述することができる理論形式である。TFD に従えば、2 倍に拡張された準粒子ダブレット ( $\alpha_\mu, \alpha_\mu^\dagger; \tilde{\alpha}_\mu, \tilde{\alpha}_\mu^\dagger$ ) と

\*) 原論文が与えた呼称 Thermo Field Dynamics はあまり適当とは思えないので敢えて“熱場理論”と呼ばせていただく。

$$\begin{aligned}\beta_\mu &= (1-f_\mu)^{1/2} \alpha_\mu - f_\mu^{1/2} \tilde{\alpha}_\mu^\dagger, \\ \tilde{\beta}_\mu &= (1-f_\mu)^{3/2} \tilde{\alpha}_\mu + f_\mu^{1/2} \alpha_\mu^\dagger\end{aligned}\quad (48)$$

によって結び付けられる準粒子ダブレットが張る Fock 空間が基礎となる。温度に依存する真空  $|0(\beta)\rangle$  ( $\langle\beta_\mu|0(\beta)\rangle = \langle\tilde{\beta}_\mu|0(\beta)\rangle = 0$ ) の上で、あたかも温度が零であるかのように場の理論形式を展開していくことができる。拡張された温度 RPA (ETRPA) ボソンを

$$\begin{aligned}Q^\dagger &= \sum_{\mu < \nu} (X_{\mu\nu}^{(1)} \beta_\mu^\dagger \beta_\nu^\dagger + X_{\mu\nu}^{(3)} \tilde{\beta}_\mu^\dagger \tilde{\beta}_\nu^\dagger - Y_{\mu\nu}^{(1)} \beta_\nu \beta_\mu - Y_{\mu\nu}^{(3)} \tilde{\beta}_\nu \tilde{\beta}_\mu) \\ &+ \sum_{\mu\nu} (X_{\mu\nu}^{(2)} \beta_\mu^\dagger \tilde{\beta}_\nu^\dagger + Y_{\mu\nu}^{(2)} \tilde{\beta}_\nu \beta_\mu)\end{aligned}\quad (49)$$

と書き、TRPA の場合と同様に安定性条件付き変分から以下の ETRPA 方程式を導くことができる。

$$\Omega M X^{(n)} = \hbar \omega_n X^{(n)}, \quad \Omega M X^{(-n)} = \hbar \omega_{-n} X^{(-n)} \quad (\omega_{-n} = -\omega_n < 0), \quad (50)$$

$$X^{(n) \text{ tr}} \equiv (X_{\mu\nu}^{(1)} X_{\mu\nu}^{(2)} X_{\mu\nu}^{(3)} Y_{\mu\nu}^{(1)} - Y_{\nu\mu}^{(2)} Y_{\mu\nu}^{(3)}), \quad (51)$$

$$\Omega_{i\mu j\nu, k\rho\ell\sigma} \equiv \begin{pmatrix} \mathcal{A} & \mathcal{B} \\ \mathcal{B}^* & \mathcal{A}^* \end{pmatrix}_{i\mu j\nu, k\rho\ell\sigma}, \quad M_{\mu\nu, \rho\sigma} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}_{\mu\nu, \rho\sigma} \quad (52)$$

行列  $\mathcal{A}$ ,  $\mathcal{B}$  の定義、その他の詳細については文献 26 を参照していただきたい。ただ、温度零の極限では通常の RPA に帰着することと、高温での ETRPA には TRPA 方程式でも考慮することができなかつた熱相関が十分に取込まれていることを指摘したい。最近、同様な観点から TFD の応用<sup>27)</sup> TFD の考え方の応用<sup>28)</sup> が論じられている。

## § 6. 温度 HFB の安定性と温度 RPA における単一粒子状態の散逸

温度 HFB 解の安定性条件については誤解を含む議論がなされているので<sup>29)</sup> 先ず、正しい安定条件を導き<sup>7)</sup> 次いで、対応する物理的内容を温度 RPA に基づいて具体的に示したい。温度 HFB 方程式を間違いないく、首尾一貫した方法で導くために変分法が有効であることは § 2 で述べたが、その際、Bogoliubon 変換係数 ( $A_{k\mu}$  等) と試行密度行列に現われる  $E_\mu$  を変分パラメータとみなした。同じ変分を今度はユニタリー化した無限小 Thouless 変換

$$\alpha_\mu \rightarrow U \alpha_\mu U^\dagger = \alpha_\mu - \sum_\nu (c_{\mu\nu} \alpha_\nu^\dagger + d_{\mu\nu} \alpha_\nu), \quad (53)$$

$$\begin{aligned}U &\equiv \exp \sum_{\mu\nu} \left[ \frac{1}{2} (c_{\mu\nu} \alpha_\mu^\dagger \alpha_\nu^\dagger - c_{\mu\nu}^* \alpha_\nu \alpha_\mu) + d_{\mu\nu} \alpha_\mu^\dagger \alpha_\nu \right], \\ &(c_{\mu\nu} = -c_{\nu\mu}, \quad d_{\mu\nu}^* = -d_{\nu\mu})\end{aligned}\quad (54)$$

によって表わすことにする。実際、この変分は Bogoliubov 変換係数の変分を

$$\delta A_{k\mu} = (B^* c^*)_{k\mu} + (Ad)_{k\mu}, \quad \delta B_{k\mu} = (A^* c^*)_{k\mu} + (Bd)_{k\mu} \quad (55)$$

の様にパラメトライズしている。一方、 $E_\mu$  の変分は準粒子分布関数の変分によって

$$\delta E_\mu = - \frac{kT}{f_\mu(1-f_\mu)} \delta f_\mu \quad (56)$$

と表わせる。熱力学的ポテンシャルの2階変分によって以下の温度 HFB 安定性条件が導かれる。<sup>7)</sup>

$$\delta^2 F = P^\dagger S P > 0, \quad (57)$$

$$P^\dagger \equiv (c_{\mu\nu}^* \ c_{\mu\nu} \ d_{\mu\nu}^* \ \delta f_\mu), \quad c_{\mu\nu}^* \equiv c_{\nu\mu} = -c_{\nu\mu} \quad (\mu < \nu); \quad (58)$$

$$S \equiv \begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Omega & H \\ H^\dagger & G \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad H_{\mu\nu,\rho} \equiv \begin{pmatrix} E_{\mu\nu,\rho} \\ E_{\mu\nu,\rho}^* \\ F_{\mu\nu,\rho} \end{pmatrix}, \quad (59)$$

$$E_{\mu\nu,\rho} \equiv 6(H_{31})_{\mu\nu\rho\rho}, \quad E_{\mu\nu,\sigma} \equiv 4(H_{22})_{\mu\rho\nu\rho}, \quad G_{\mu,\rho} \equiv \frac{kT}{f_\mu(1-f_\mu)} \delta_{\mu\rho} + 4(H_{22})_{\mu\rho\mu\rho} \quad (60)$$

この様に安定条件は本来(59)の形式の行列によって与えられるべきものであることには文献7, 8以外では認識されていない。しかし、安定性行列が拡張されることにより、必然的に今迄の定式化では考慮されなかった物理的効果が存在することを示している。

熱力学的ポテンシャル  $F$  を(16)のようにゆらすと共に、 $f_\mu$  についても

$$f_\mu \rightarrow \tilde{f}_\mu \equiv f_\mu + \Delta f_\mu \quad (61)$$

という変分を考えると

$$\begin{aligned} F \rightarrow [\tilde{F}]_{f \rightarrow \tilde{f}} &= [\text{Tr}(\tilde{W}H') - T\tilde{S}]_{f \rightarrow \tilde{f}} \\ &= F + \text{Tr}(\tilde{W}H')_{f \rightarrow \tilde{f}} - \text{Tr}(\tilde{W}H')_f - T(\tilde{S}_{f \rightarrow \tilde{f}} - \tilde{S}) \end{aligned} \quad (62)$$

という変化が生ずる。条件(18), (19)も考慮した結果として以下の非線型固有値方程式が求められる。

$$\begin{aligned} & \begin{pmatrix} \Omega - HG^{-1}H^\dagger & (1-a)\Omega - HG^{-1}H^\dagger \\ (1-a^*)\Omega - HG^{-1}H^\dagger & \Omega - HG^{-1}H^\dagger \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M & 0 \\ 0 & M \end{pmatrix} \begin{pmatrix} X^{(+)} \\ X^{(-)} \end{pmatrix} \\ &= \bar{\hbar}\omega \begin{pmatrix} X^{(+)} \\ -X^{(-)} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (63)$$

ただし,  $a$ ,  $\Delta f_\mu$  は

$$1 - a = X^{(-)\dagger} M H \cdot i \Delta f, \quad i \Delta f_\mu = [G^{-1} H^\dagger M (X^{(+)} + X^{(-)})]_\mu / (X^{(-)\dagger} M \Omega M X^{(+)}) \quad (64)$$

によって計算される。単一粒子エネルギーの変化は  $\Delta f_\mu$  の最低次をとる近似で

$$\begin{aligned} \Delta E_\mu &= - \frac{kT}{f_\mu (1 - f_\mu)} \Delta f_\mu \\ &= i \frac{kT}{f_\mu (1 - f_\mu)} [G^\dagger H^\dagger M (X^{(+)} + X^{(-)})]_\mu \end{aligned} \quad (65)$$

となる。また, (21) の TRPA 方程式の固有解  $\hbar\omega_0$  と固有ベクトル  $(X_0^{(+)}, X_0^{(-)})$  を (63) に代入して, 1 回だけの iteration による近似解を求めれば, (63) の解  $\hbar\omega$  には

$$\begin{aligned} \Delta\omega &\equiv \omega - \omega_0 \\ &= \frac{1}{2\hbar} (X^{(+)} + X^{(-)})^\dagger M H G^{-1} H^\dagger M (X^{(+)} + X^{(-)}) \end{aligned} \quad (66)$$

だけのずれが生じたことが分かる。従って, 熱揺動の効果を受けた核物質中を伝播する集団運動的波動の定在波のエネルギー  $\hbar\omega$  は実数のままであるが, (65) から,  $X_0^{(+)} + X_0^{(-)}$  が実数であれば  $\Delta E_\mu$  は純虚数となることがわかる。従って, 熱揺動のために引き起される単一粒子準位の散逸, 又は緩和が記述されることになる。応用は今後の課題である。

## § 7. 最近の研究課題から

重イオン衝突から発生する連続的  $\gamma$  線から離散的  $\gamma$  線スペクトルを  $4\pi$  スペクトロメータを用いて測定する努力が傾注された。最近になって相次いで超変形高スピン状態 (軸比が 3:2 ないし 2:1, 従って変形度は  $\beta = 0.4 \sim 0.6$ ) が発見され, 現在までに 4 つの質量数領域に存在することが分った。即ち,  $A = 130$  領域 (La, Ce, Nd, Sm),  $A = 150 \sim 160$  領域 (Gd, Dy), Os 領域及び Pd 領域である。このような状態は通常の偏長変形, 更に高スピン領域では非集団運動的の偏平変形とも共存しており, これ等の状態密度に比較してずっと小さな状態密度でしか存在しない筈である。然るに,  $^{152}\text{Dy}$  などではかなり大きな役割で超変形状態に到達してから E2 遷移に移行しており, 何か特別な機構が介在するのではなからうか。Herskind 等<sup>30)</sup> は  $^{152}\text{Dy}$  の場合の超変形状態は軸比 2:1 であって, その上に励起される GDR の 8 MeV 位の低エネルギーの 1 成分の山に比較して高エネルギーの 2 成分の山はずっと高く, 18 MeV 位に位置するため超変形ユラストへの E1 遷移確率が増大すること,  $I \geq 52$  でユラストになっていれば状態密度は通常変形のそれに比較して必ずしも小さくはないことを根拠に, GDR を経過するフィーディングがあると考えた。このような機構が成り立てば, ユラストから 10 ~ 20 MeV 位上にある励起状態から超変形状態への遷移が有効ということになる筈だが, 実際は, エネルギー的にユラストの高スピンへの延長線すれすれの初期状態から出発しない限り超変形状態へは到達させることはできないとする Chalk River の実験結果<sup>31)</sup> もあって, この問題に結着はついていない。この様に温度零又は有限における超変形状態上の GDR

の研究も重要である。

複合核状態  $|\alpha\rangle$  は多くの多粒子-多孔状態  $|\mu\rangle$  の重ね合わせであって、その振幅が Gauss 分布に従うと仮定すると、 $|\mu\rangle$  同志の結合が強く、その幅  $\Gamma_\mu$  が  $|\alpha\rangle$  の上の巨大共鳴の振動数の揺らぎ  $\delta\omega_\mu$  に比較して十分に大きい場合 ( $\Gamma_\mu \gg \delta\omega_\mu$ ) には乱雑行列理論から巨大共鳴の幅に対する寄与の中に

$$\Gamma \sim 2 (\delta\omega_\mu)^2 / \Gamma_\mu \quad (67)$$

が存在することが示される。<sup>32)</sup> 即ち、状態  $|\mu\rangle$  は互に強く結合するために激しく変化し、その幅  $\Gamma_\mu$  が大きくなる効果によって“運動による尖鋭化 (Motional Narrowing)”が起る。このために  $^{108}\text{Sn}$  における GDR の FWHM が高温になると減少することを予測する計算結果を図 2 に示す (点線は断熱模型、実線はダイナミカル模型を用いた理論値)。<sup>32)</sup> 理論値は  $kT \sim 2\text{MeV}$  位まで増大する FWHM の実験値<sup>16)</sup> を再現しているが、もっと高温では一定か、減少の傾向を予測する。しかし、未だ実験点は存在しない。最近の Stephens 等の実験ではこの尖鋭化は観測されておらず、<sup>21)</sup> 今後も検討を要する課題である。

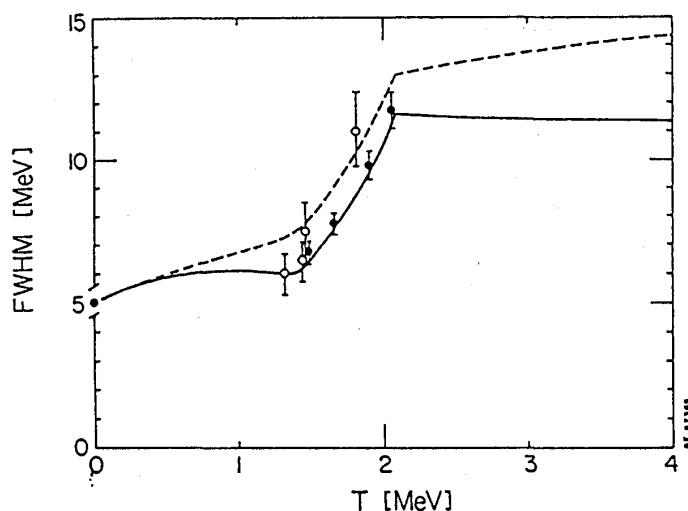


図 2 (文献 32)

## 文献

- 1) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. 97B(1980) 337.
- 2) K. Tanabe, K. Sugawara-Tanabe and H. J. Mang, Nucl. Phys A357(1981)20.
- 3) K. Sugawara-Tanabe, K. Tanabe and H. J. Mang, Nucl. Phys A357(1981)45.
- 4) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Nucl. Phys. A390(1982)385.
- 5) R. Okamoto and K. Suzuki, Prog. Theor. Phys. 70(1983)606L.
- 6) A. L. Goodman, Phys. Rw C34(1986)1942.
- 7) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. 172B(1986)129.
- 8) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Prog. Theor. Phys. 76(1986)356.
- 9) D. M. Brink, Ph. D. Thesis, University of Oxford, 1955;  
H. Morinaga, Phys. Rw. 101(1956)100.

- 10) J. O. Newton et al, Phys. Rev. Lett. 46(1981)1383.
- 11) J. J. Gaardhoje et al, Phys. Rev. Lett. 53(1984)148.
- 12) C. A. Gossett et al, Phys. Rev. Lett. 54(1986)1486.
- 13) W. Hennerici et al, Nucl. Phys. A396(1983)329c.
- 14) K. A. Snover et al, Nucl. Phys. A482(1988)13c.
- 15) P. Thirolf et al, Nucl. Phys. A482(1988)93c.
- 16) J. J. Gaardhoje et al, Phys. Rev. Lett. 56(1986)1783.
- 17) J. J. Gaardhoje, Proc. of the Niels Bohr Centennial Conference, Nuclear Structure 1985 (Copenhagen, May 20-25, 1985) Ed. by R. Broglia et al p.519.
- 18) J. J. Gaardhoje, Nucl. Phys. A482(1988)
- 19) Th. Arctadius et al, Phys. Lett. 158B(1985)205.
- 20) R. Broglia et al, Phys. Rev. Lett. 59(1987)1409; Nucl. Phys. A482(1988)121c; B. Lauritzen et al, Nucl. Phys. A457(1986)61; Phys. Lett. 207B(1988)238.
- 21) F. S. Stephens, Proc. of the Conference on High-Spin Nuclear Structure and Novel Nuclear Shapes (Argonne National Laboratory, Aput 13-15, 1988), p.139.
- 22) K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. 135B(1984)353.
- 23) K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, Prog. Theor. Phys. 76(1986)1272.
- 24) K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, Phys. Lett. 192B(1986)268.
- 25) Y. Takahashi and H. Umezawa, Collect. Phenom. 2(1975)55; H. Umezawa, H. Matsumoto and M. Tachiki, Thermo Field Dynamics and Condensed States (North-Hollance, Amsterdam, 1982).
- 26) K. Tanabe, Phys. Rev. C37(1988)2802.
- 27) T. Hatsuda, State Umo of N. Y. at Stony Brook preprint. 1988.
- 28) 山村正俊, この研究会における講演.
- 29) 例えば, J. des Cloisean, Many Body Physics (Gordon and Brech, New York, 1968), Ed. by C. dewitt and R. Balian, p.5; H. M. Sommermann, Ann. Phys. 151(1983)163; D. Vautherin and V. Vinh Mau, Nucl. Phys. A422(1984)140.
- 30) B. Herskind et al, Phys. Rev. Lett. 59(1987)2416; B. Herskind and K. Schiffer, Proc. of the Int. School of Physics "Enrico Fermi" Varenna, Italy, June, 1988).
- 31) B. Haas et al, Phys. Rev. Lett. 60(1988)503; B. Haas, Slide Report, Workshop on Nuclear Structure (The Niels Bohr Institute, May 16-20, 1988), p.15;

P. Taras et al, Phys. Rev. Lett. 61(1988) 1348.

32) R. Broglia et al, Phys. Rev. Lett. 59(1987) 1409; Nucl. Phys. A482(1988) 121c;

B. Lanritzen et al, Nucl. Phys. A457(1986) 61; Phys. Lett. 207B(1988) 238.