核構造論における有限温度の取り扱い

田　辺　孝　哉　（埼玉大教養）

1．始めに

平均場近似、特に、核子数と核運動量拘束条件付の Hartree-Fock-Bogoliubov(HFB) 近似は yrast 領域の回転運動状態の基本的性質を微視的計算に依って再現し得る点で大変有効なものである。[1)] 実際、単一粒子空間（球対称 Nilsson 基底）の上で、与えられた微視的相互作用（例えば、対相関プラス四重極相互作用などの現象論的相互作用）に対する HFB 方程式自己無撞着解によれば、回転効果に依って、ユニーク・パリティ状態にあって大きな j を有する特定の粒子軌道にある準粒子対のスピンの再結合が起こる、いわゆるギャップレス超伝導状態[2)]への移行を示している。これは基底回転帯から S 回転帯への移行、すなわち、後方歪曲を説明するものであって、スピンの回転整列[3)]に関する完全な微視的解釈を与えている。[4)] このように HFB 法では角運動量による内部状態の変化を自己無撞着に記述しており、特に、ギャップ等が準位毎に決められることになるので、BCS 法では得られない結果である。

実際の計算では、単一粒子空間の広さに制限を加える必要があるものの、私どもの今までの計算例からすれば、スピン 40 程度までの yrast 準位（基底、s と他の yrare 帯）や、奇核や偶核のブロック状態を含む準位についても、陽子、中性子各々 2 主殻程度を考慮して置けば、相当によい結果が得られることが判明した。拘束条件付 HFB 方程式の解から得られた結果の例として、文献 5) で N=90 の遷移核領域にある ^{158}Er 、^{160}Yb ではスピン 40 以上で異なる変形状態が予測された。微視的理論は系のギャップが極めて小さくなると、h 軌道にある中性子の偏平変形が陽子を伴って系全体をいわゆる Superdizzy 状態へと移行させる機構を示している。その後の実験は ^{158}Er には偏平変形の非集団運動状態の存在を見出した。[6)] HFB 解は A=158 から 170 の 7 種の核 Er の偶核の同位核全てについて、$I-\omega$空間の後方歪曲プロットと g因子の両方の物理量を同時に再現しており、微視的には準粒子軌道の振舞いによってギャップレス超伝導状態が存在するか否かが後方歪曲をもたらすか否かに対応していることも明確に示した。[7)] また、単一粒子空間を広げて、陽子、中性子各々3 主殻弱（或は 2.5 主殻程度）の広がりにしておくと、A=130 領域にある ^{132}Ce 、^{134,136}Nd についての、基底と s 帯を再現するパラメータを決め、計算を更に高いスピン状態まで延長するとかなり安定した超変形状態を再現することができる。[8)] ただし、この空間でも依然として狭いため、実験から知られる四重極能率を再現するためにはアイソスカラーの有効電荷導入する必要がある。

以上のように、yrast 領域の物理量を詳細にわたって記述することができる HFB 法の長所はそのまま生かしながら、最近、実験的にも解明されつつある高励起状態（或は off-yrast 領域）の核構造を解明するための方法として、HFB 法を有限温度に拡張する試みがある。その定式化は温度 HFB（ thermal HFB 、或は THFB ）であって、HFB 法の統計的拡張である。温度 T → 0 の極限では THFB は HFB に帰着する。以下に、THFB 法とその解を基礎とする温度 RPA（ thermal RPA 、或は TRPA ）及び、その更なる拡張の可能性について述べる。

2．温度ＨＦＢ（ＴＨＦＢ）の定式化

変分法に基づく THFB 方程式の一般的導出法は文献 9) に詳しい。 単一粒子演算子 $\{c_k, c_k^\dagger\}$ を用いて書かれる任意の微視的 Hamiltonian を念頭に置き、ある特定の準粒子描像 $\{\alpha_\mu, \alpha_\mu^\dagger\}$ を一般化 Bogoliubov 変換

$$\begin{pmatrix} c_k \\ c_k^\dagger \end{pmatrix} = \sum_\mu W_{k\mu} \begin{pmatrix} \alpha_\mu \\ \alpha_\mu^\dagger \end{pmatrix}, \quad W_{k\mu} = \begin{pmatrix} A_{k\mu} & B_{k\mu}^* \\ B_{k\mu} & A_{k\mu}^* \end{pmatrix}, \tag{1}$$

$$W^\dagger W = W W^\dagger = I \tag{2}$$

によって導入したとき、準粒子演算子の bilinear 項は対角化されるとして、次の試行密度行列を仮定する。

$$\hat{w} = \frac{\exp\left(-\beta \sum_\mu E_\mu \alpha_\mu^\dagger \alpha_\mu\right)}{\mathrm{Tr}[\exp\left(-\beta \sum_\mu E_\mu \alpha_\mu^\dagger \alpha_\mu\right]} \tag{3}$$

変換係数 $A_{k\mu}$、$A_{k\mu}^*$、$B_{k\mu}$、$B_{k\mu}^*$と共に (3) に現れる E_μも変分パラメータと見なすことにする。(3) の$\hat{w}$を用いて定義された近似的エントロピー Sを採用した近似的熱力学的関数 F_{approx}は厳密な熱力学的関数 F_{exact}より大きいという Peierls の不等式

$$F_{\mathrm{exact}} \leq F_{\mathrm{approx}} \equiv \langle \hat{H} - \lambda_{\mathrm{p}} \hat{Z} - \lambda_{\mathrm{n}} \hat{N} - \omega_{\mathrm{rot}} \hat{J}_{\mathrm{X}} - \rangle - ST, \tag{4}$$

$$S = -k\,\mathrm{Tr}\,(\hat{w} \ln \hat{w}) \tag{5}$$

を基礎とする変分

$$\delta F_{\mathrm{approx}} = 0 \tag{6}$$

から THFB 方程式が導かれる。Hの中の二体相互作用だけを考慮した場合の方程式は

$$\sum_l \begin{pmatrix} \xi + \Gamma & \Delta \\ -\Delta^* & -(\xi + \Gamma)^* \end{pmatrix}_{kl} \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{l\mu} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}_{k\mu} E_\mu \tag{7}$$

と書かれる。ここに、単一粒子密度ρと対テンソルκを

$$\rho_{kl} = \langle c_l^\dagger c_k \rangle = [\,B^*(1 - f)B^{\mathrm{tr}} + A f A^\dagger]_{kl}, \tag{8}$$

$$\kappa_{kl} = \langle c_l c_k \rangle = [\,B^*(1 - f)A^{\mathrm{tr}} + A f B^\dagger]_{kl} \tag{9}$$

と書くとき、準粒子状態の自己エネルギー行列Γとギャップ行列Δは

$$\Gamma_{kl} = \sum_{pq} V_{kqlp} \rho_{qp}, \quad \Delta_{kl} = \frac{1}{2} \sum_{pq} V_{klpq} \kappa_{pq} \tag{10}$$

によって与えられる。また、準粒子分布は

$$\langle \alpha_\mu^\dagger \alpha_\nu \rangle = \frac{\delta_{\mu\nu}}{\exp(\beta E_\mu) + 1} \equiv f_\mu \delta_{\mu\nu} \tag{11}$$

によって定義される。(7) の THFB 方程式は粒子数と角運動量に対する以下の補助条件のもとで解かれるべきものである。

$$\langle \hat{Z} \rangle = Z, \ \langle \hat{N} \rangle = N, \ \langle \hat{J}_X \rangle = \sqrt{I(I+1)} \tag{12}$$

Lagrange の未定係数として導入されたλ、λ_n、$\omega_{\rm rot}$は (12) の条件により自己無撞着に決定され、各々、陽子、中性子の化学ポテンシャル、X 軸の周りの回転角速度と解釈される。(7) の解には回転効果と共に、Off-yrast 領域での多粒子ー多孔励起が平均場に与える影響を温度効果として取り入れており、その意味における温度効果が系の対相関を変化させる超伝導相から正常相への相転移を記述する。[10,11] 従って、(7) の解を用いて Off-yrast 領域での原子核の相図を描くことができる。[12]

THFB 定式化の一つの問題点は、文献 9) に指摘される通り一般化密度行列

$$R = \begin{pmatrix} \rho & \kappa \\ \kappa^\dagger & 1-\rho^* \end{pmatrix} \tag{13}$$

は有限温度 ($T \neq 0$) では

$$R - R^2 = W f(1,-f) W^\dagger \neq 0 \tag{14}$$

となって、Rは決して射影とはならないことである。実際、Rは$T=0$では 0 、1 という固有値をもつが、$T \neq 0$では

$$R\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix} f\,,\ R\begin{pmatrix} B^* \\ A^* \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} B^* \\ A^* \end{pmatrix}(1-f) \tag{15}$$

となることが示される。従って、Rの固有値は 0 、1 の代わりにf、$1-f$となる。(14) の Tr をとれば

$$\mathrm{Tr}\,(R - R^2) = \mathrm{Tr}\,f\,(1-f) \tag{16}$$

となり、この右辺は系の Fermion 数の熱的揺動を与える。

$T = 0$であれば、$R - R^2 = 0$という事実から (1) の Bogoliubov 変換は

$$W = U_1 U_{\rm BCS} U_2 \tag{17}$$

のように、3 つのウニタリー変換の積に分解され、また、ρを対角化する正準基底$\{a_k, a_k^\dagger\}$では、κは次のようにブロック対角形になることが示される。

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 & 0 & 0 & . \\ 0 & \rho_{\bar 1} & 0 & 0 & . \\ 0 & 0 & \rho_2 & 0 & . \\ 0 & 0 & 0 & \rho_{\bar 2} & . \end{pmatrix},\ \kappa = \begin{pmatrix} 0 & -\kappa_1 & 0 & 0 & . \\ \kappa_1 & 0 & 0 & 0 & . \\ 0 & 0 & 0 & -\kappa_2 & . \\ 0 & 0 & \kappa_2 & 0 & . \end{pmatrix} \tag{18}$$

(18) の形式は正準形と呼ばれる．以上は Bloch と Messiah によって証明された定理（Bloch-Messiah 定理）として良く知られている。[13]

一方、有限温度では、(14) の左辺が零とはならないことにより、ウニタリー変換を行ってもκが正準形とはならないため、系の超伝導相を記述する秩序パラメータをどの様に定義したら良いのか分からなくなってしまうのである。

3. 有限温度 Bloch-Messiah 定理

前章の困難の解決策の一つは thermo field dynamics (TFD)[14,15]を利用することである。[16] TFD は演算し空間$\{\alpha_\mu, \alpha_\mu^\dagger\}$にそのコピーである tilded operators$\{\tilde\alpha_\mu, \tilde\alpha_\mu^\dagger\}$を加

えて2倍とし、対応するFock空間も両者の直積とする。従って、拡大された空間での真空$|0\rangle$は

$$\alpha_\mu |0\rangle = \tilde{\alpha}_\mu = 0 \tag{19}$$

を満たす。次に、温度依存の真空を次のウニタリー変換によって導入する。

$$|0(\beta)\rangle = \mathrm{e}^{-G}|0\rangle, \quad G \equiv \sum_\mu \theta_\mu (\alpha_\mu^\dagger \tilde{\alpha}_\mu^\dagger - \tilde{\alpha}_\mu \alpha_\mu) \tag{20}$$

(17) のθ_μは

$$\sin\theta_\mu = f_\mu^{\frac{1}{2}} \equiv g_\mu, \quad \cos\theta_\mu = (1 - f_\mu)^{\frac{1}{2}} \equiv \bar{g}_\mu \tag{21}$$

によって定義される。従って、

$$\alpha = \mathrm{e}^G \beta_\mu \mathrm{e}^{-G} = \bar{g}_\mu \beta_\mu + g_\mu \tilde{\beta}_\mu^\dagger, \tag{22}$$

$$\tilde{\alpha}_\mu = \mathrm{e}^G \tilde{\beta}_\mu \mathrm{e}^{-G} = \bar{g}_\mu \tilde{\beta}_\mu - g_\mu \beta_m^\dagger u, \tag{23}$$

$$\beta_\mu |0(\beta)\rangle = \tilde{\beta}_\mu |0(\beta 0)\rangle. \tag{24}$$

となる。TFDの長所の一つは熱平行平均を次のように真空期待値の形式で表現することができる点にある。

$$\langle \hat{O} \rangle \equiv \mathrm{Tr}(\hat{w}\hat{O}) = \langle O(\beta)|\hat{O}|O(\beta)\rangle \tag{25}$$

拡大された空間での一般化ボゴリュウボフ変換を

$$\begin{pmatrix} c \\ \tilde{c} \\ c^\dagger \\ \tilde{c}^\dagger \end{pmatrix} = \sum_\mu W_{k\mu} \begin{pmatrix} \beta \\ \tilde{\beta} \\ \beta^\dagger \\ \tilde{\beta}^\dagger \end{pmatrix}_\mu, \quad \bar{W}_{k\mu} = \begin{pmatrix} \bar{A} & \bar{B}^\dagger \\ \bar{B} & \bar{A}^\dagger \end{pmatrix}_{k\mu}, \tag{26}$$

と表し、また

$$\bar{W}^\dagger \bar{W} = \bar{W}\bar{W}^\dagger = I, \tag{27}$$

$$\bar{A} = \begin{pmatrix} A\bar{g} & B^* g \\ -B^* g & A\bar{g} \end{pmatrix}, \quad \bar{B} = \begin{pmatrix} B\bar{g} & A^* g \\ -B^* g & A\bar{g} \end{pmatrix} \tag{28}$$

を導入する。TFDの形式では全ての物理状態が(20)の真空に演算子を掛けて与えられるから、$T = 0$でのHFBと同様に、単一粒子密度ρと対テンソルκの拡張形は

$$\bar{\rho} = \bar{B}^* \bar{B}^{\mathrm{tr}} = \begin{pmatrix} \rho & P \\ -P & \rho \end{pmatrix} = \bar{\rho}^\dagger, \tag{29}$$

$$\kappa = \bar{B}^* \bar{A}^{\mathrm{tr}} = \begin{pmatrix} \kappa & Q \\ -Q & \kappa \end{pmatrix} = -\bar{\kappa}^{\mathrm{tr}} \tag{30}$$

によって与えられる。(29)と(30)のρとκは(8)と(9)で定義されたものであり、P、Qはこの方法によって得られた新しい寄与であって以下の通りに与えられる。

$$P = Ag\bar{g}B^{\mathrm{tr}} - B^*\bar{g}gA^\dagger = -P^\dagger, \tag{31}$$

$$Q = Ag\bar{g}A^{\mathrm{tr}} - B^{*}g\bar{g}B^{\dagger} = Q^{\mathrm{tr}} \tag{32}$$

結局、一般化された単一粒子密度行列の拡張形は

$$\Lambda = \begin{pmatrix} \bar{\rho} & \bar{\kappa} \\ \bar{\kappa}^{\dagger} & 1 - \bar{\rho}^{*} \end{pmatrix} \tag{33}$$

となる。これが

$$\Lambda - \Lambda^{2} = 0 \tag{34}$$

を満たすことは (27) を用いて確かめられる。

ウニタリー変換

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{-i\pi/4} & \mathrm{e}^{i\pi/4} \\ \mathrm{e}^{i\pi/4} & \mathrm{e}^{-i\pi/4} \end{pmatrix} = V^{\mathrm{tr}}, \ V^{\dagger} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \mathrm{e}^{i\pi/4} & \mathrm{e}^{-i\pi/4} \\ \mathrm{e}^{-i\pi/4} & \mathrm{e}^{i\pi/4} \end{pmatrix} = V^{*} \tag{35}$$

によって、(29,30) は

$$V^{\dagger}\bar{\rho}V = \begin{pmatrix} \rho + iP & 0 \\ 0 & \rho - iP \end{pmatrix}, \ V^{\mathrm{tr}}\bar{\kappa}V = \begin{pmatrix} 0 & \kappa - iQ \\ 0 & \kappa + iQ \end{pmatrix} \tag{36}$$

と変換される。2 つの行列$\rho + iP$と$\rho - iP$はエルミートであるから実の固有値を持つのだが、実際は A 、Bを実に選べるので、ρと Pは実、従って、2 つの行列は共通の実固有値を持つことになる。各々を対角化するウニタリー変換 u 、vにより

$$\begin{pmatrix} u & 0 \\ 0 & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rho + iP & 0 \\ 0 & \rho - iP \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{\dagger} & 0 \\ 0 & v^{\dagger} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_{kk}\delta_{kl} & 0 \\ 0 & h_{\bar{k}\bar{k}}\delta_{\bar{k}\bar{l}} \end{pmatrix} \tag{37}$$

となり、固有値は

$$h_{kk} = h_{\bar{k}\bar{k}} = h^{*}_{kk} = h^{*}_{\bar{k}\bar{k}} \tag{38}$$

を満たす。(34) の関係から

$$[u(\kappa - iQ)v^{\mathrm{tr}}]_{k\bar{l}}(h_{kk} - h_{\bar{l}\bar{l}}) = 0, \ [v(\kappa + iQ)u^{\mathrm{tr}}]_{\bar{k}l}(h_{\bar{k}\bar{k}} - h_{ll}) = 0 \tag{39}$$

が導かれるので、h_{kk}が縮退していなければ $[u(\kappa - iQ)v^{\mathrm{tr}}]_{k\bar{l}}$と $[v(\kappa - iQ)u^{\mathrm{tr}}]_{\bar{l}k}$は 0 となり、有限な値を取るものは

$$[u(\kappa - iQ)v^{\mathrm{tr}}]_{k\bar{k}} \equiv t_{k\bar{k}}, \ [v(\kappa + iQ)u^{\mathrm{tr}}]_{\bar{k}k} \equiv t_{\bar{k}k} = -t_{k\bar{k}} \tag{40}$$

だけとなる。即ち、同じウニタリー変換により

$$\begin{pmatrix} u & 0 \\ 0 & v \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \kappa - iQ \\ \kappa + iQ & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^{\dagger} & 0 \\ 0 & v^{\dagger} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & t_{k\bar{l}}\delta_{kl} \\ t_{\bar{l}k}\delta_{kl} & 0 \end{pmatrix} \tag{41}$$

となり、右辺の要素は (38) の固有値を用いて

$$t_{k\bar{k}} = -t_{\bar{k}k} = \sqrt{h_{kk}(1 - h_{kk})} \tag{42}$$

と表せる。結局、(42) こそ正に超伝導相と正常相の間の相転移を記述する秩序パラメータであり、(31,32) の P、Q と書かれる新しい寄与を考慮したものとなっている。以上の

議論によって、THFB が完結した定式化であることが理解される。また、TFD では、演算子空間を 2 倍にする必要があったが、以上の THFB の議論はその必然性についての一つの傍証を与えている。

4. 温度 RPA(TRPA) の定式化とその拡張

最近の実験によって、重イオン衝突による核融合反応から生じた高励起の複合核状態からの高エネルギーγ線スペクトルからバックグラウンドを取り去ると E1 巨大共鳴 (GDR) の構造が見出されている。[17] これは、高温にある高速回転状態上の GDR であると考えられている。このような GDR を記述するためには、THFB 解の準粒子描像に基づく温度 RPA(thermal RPA 、または TRPA) を適用するのが適当であろう。[18–20] TRPA 方程式の導出は文献 8) に詳しいが、その要点は以下の通りである。密度行列$\hat{w}$についての、THFB 解が与える点からの微小変化を

$$\Delta\hat{w} = \tilde{w} - \hat{w} = \exp(iR)\,\hat{w}\exp(-iR) - \hat{w},\ \ R = Q^\dagger + Q \tag{43}$$

によって与えると、対応する熱力学的ポテンシャルの変化は微小量 Rについての 2 次迄の展開によって

$$\begin{aligned} \Delta F &= \mathrm{Tr}(\hat{w}H) + kT\,\mathrm{Tr}(\hat{w}\ln\hat{w}) - F \\ &\cong i\langle[H,R]\rangle + \frac{1}{2}\langle[R,[H,R]]\rangle \end{aligned} \tag{44}$$

となる。RPA 演算子 $Q^\dagger$に準粒子演算子による一般的な双一次形式を仮定すると

$$Q^\dagger = \sum_{\mu<\nu}(X^<_{\mu\nu}\alpha^\dagger_\mu\alpha^\dagger_\nu - Y^<_{\mu\nu}\alpha_\nu\alpha_\mu) + \sum_{\mu\nu} Z_{\mu\nu}\alpha^\dagger_\mu\alpha_\nu \tag{45}$$

と書かれる。THFB 方程式と同等な関係式

$$(H_{11})_{\mu\nu} + 4\sum_\rho (H_{22})_{\mu\rho\nu\rho} f_\rho = E_\mu\,\delta_{\mu\nu}\,, \tag{46}$$

$$(H_{20})_{\mu\nu} + 6\sum_\rho (H_{31})_{\mu\nu\rho\rho} f_\rho = 0 \tag{47}$$

を用いると、(44) の第 3 辺の第 1 項は 0 となることが示される。

TRPA の安定性条件

$$\langle[Q^\dagger,[H,Q^\dagger]]\rangle = \langle[Q,[H,Q]]\rangle = 0 \tag{48}$$

と規格化条件

$$\langle[Q,Q^\dagger]\rangle = 1 \tag{49}$$

を課しながら、(44) の第 2 項を変分パラメータである $X^<_{\mu\nu}$、$Y^<_{\mu\nu}$、$Z_{\mu\nu}$に関して変分することによって次の TRPA 方程式が導かれる。

$$\Omega\mathbf{M}\mathbf{X} = \hbar\omega\mathbf{X},\ \ \mathbf{X} = \begin{pmatrix} X^<_{\mu\nu} \\ Y^<_{\mu\nu} \\ Z_{\mu\nu} \end{pmatrix}, \tag{50}$$

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1-f_\mu - f_\nu & 0 & 0 \\ 0 & -(1-f_\mu - f_\nu) & 0 \\ 0 & 0 & f_\nu - f_\nu \end{pmatrix} \tag{51}$$

TRPA 行列Ωの具体的な形は文献 18) の (22) 式によって与えられる。この方程式の解は、実験が見出した高温回転核での GDR の基本的特徴を良く説明する。[19,20]

さて、$Q^\dagger$の代わりに、tilded 演算子を含む双一次形式を仮定すれば

$$\begin{aligned} Q^\dagger &= \sum_{\mu<\nu}[X^{(1)<}_{\mu\nu}\beta^\dagger_{1\mu}\beta^\dagger_{1\nu} + X^{(3)<}_{\mu\nu}\beta^\dagger_{2\mu}\beta^\dagger_{2\nu} - Y^{(1)<}\beta_{1\nu}\beta_{2\mu} - Y^{(3)<}_{\mu\nu}\beta_{2\nu}\beta_{2\mu}] \\ &\quad + \sum_{\mu\nu}[X^{(2)}_{\mu\nu}\beta^\dagger_{1\mu}\beta^\dagger_{2\nu} + Y^{(2)}_{\mu\nu}\beta_{2\mu}\beta_{1\nu}] \end{aligned} \tag{52}$$

と書かれる筈である。但し、

$$\beta_{1\mu} \equiv \beta_\mu \,, \beta_{2\mu} \equiv \tilde{\beta}_\mu \tag{53}$$

と書いた。この仮定から導かれる extended TRPA(ETRPA) 方程式の形式は

$$\Omega\mathbf{M}\mathbf{X} = \hbar\omega\mathbf{X} \,, \mathbf{X} = (X^{(1)<}_{\mu\nu}, X^{(2)}_{\mu\nu}, X^{(3)<}_{\mu\nu}, Y^{(1)<}_{\mu\nu}, -Y^{(2)}_{\nu\mu}, Y^{(3)<}_{\mu\nu}) \tag{54}$$

となる。なお、ここに現れる行列は

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \,, \; \Omega_{i\mu j\nu,k\rho l\sigma} = \begin{pmatrix} A & B \\ B^* & A^* \end{pmatrix}_{i\mu j\nu,k\rho l\sigma} \tag{55}$$

と定義される。ETRPA 行列の $A_{i\mu j\nu,k\rho l\sigma}$ と $B_{i\mu j\nu,k\rho l\sigma}$ の具体的な定義は文献 21) の (3.36) 式で与えられている。ETRPA 方程式は TRPA より多くの熱的相関を取り入れていること、及び、RPA の段階でも熱溜に接触しているので、熱平衡に到達した系での内部自由度の相関時間に比較して十分に長い集団運動的振動に適用されるであろう。

文　献

1. H. J. Mang, Phys. Rep. **18** (1975) 325.
2. A. Goswami, L. Lin and G. L. Struble, Phys. Lett. **23B** (1967) 451.
3. F. S. Stephens and R. H. Simon, Nucl. Phys. **A183** (1972) 257.
4. B. Banerjee,H. J. mang and P. Ring, Nucl. Phys. **A215** (1973) 366.
5. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. **135B** (1984) 353.
6. J. J. Simpson et al, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 648.
7. K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, Phys. Lett. **207B** (1988) 243.
8. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Prog. Theor. Phys. **83** (1990) 1149.
9. K. Tanabe, K. Sugawara-Tanabe and H. J. Mang, Nucl. Phys. **A357** (1981) 20.

10. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. **97B** (1980) 337.

11. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe and H. J. mang, Nucl. Phys. **357** (1981)

12. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Nucl. Phys. **A390** (1982) 385.

13. C. Bloch and A. Messah, Nucl. Phys. **39** (1962) 95.

14. Y. Takahashi and H. Umezawa, Collect. Phenom. **2** (1975) 55.

15. H. Umezawa, H. Matsumoto and M. Tachiki, *Thermo field dynamics and condensed states* (North-Holland, Amsterdam, 1982).

16. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Phys. Lett. **347B** (1990) 202.

17. J. O. Newton et al, Phys. Rev. Lett. **46** (1981) 1383.

18. K. Tanabe and K. Sugawara-Tanabe, Prog. Theor. Phys. **76** (1986) 356.

19. K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, Prog. Theor. Phys. **76** (1986) 1272.

20. K. Sugawara-Tanabe and K. Tanabe, Phys. Lett. **192B** (1987) 268.

21. K. Tanabe, Phys. Rev. C **37** (1988) 2802.