

# 対相関の相対論的記述

松崎昌之

福岡教育大学物理学教室

谷川知憲

日本学術振興会、日本原子力研究所先端基礎研究センター

(2004年8月11日受理)

## Relativistic Description of Pairing Correlation

Masayuki MATSUZAKI

Department of Physics, Fukuoka University of Education

Tomonori TANIGAWA

Japan Society of Promotion of Science

and Advanced Science Research Center, Japan Atomic Energy Research Institute

(Received 11 August, 2004)

### Abstract

We discuss an attempt to construct an interaction that describes the pairing correlation in infinite nuclear matter based on the relativistic mean field model.

### 概要

相対論的平均場模型に基づいて無限核物質での対相関を記述できる相互作用を構築する試みについて議論する。

原子核が本質的に相対論的多体系であるか否かを明らかにすることは、核子多体論にとって未解決の基本的課題である。相対論的効果は（それが存在するなら）大きな運動量移行が関与する現象に現れることが期待される。しかし、核子-中間子多体論における平均場モデルである相対論的平均場 (RMF) 模型のラグランジアンは、飽和密度でのフェルミ運動量  $k_F^0 \sim 1.4 \text{ fm}^{-1}$  以下の情報のみをインプットとして構成されており、それ以上の運動量が関与する現象を記述できる保証はない。現象そのものは  $k_F^0$  程度以下で現れるがその発現には高運動量状態も関与する物理に対相関がある。低温金属超伝導体のような弱結合対相関係ではフェルミ面のごく近傍の単一粒子状態のみがクーパー対形成に関与するが、核物質は（特に低密度では）強結合対相関係であり、幅広い運動量状態が関与するのである。

RMF模型でのバーテックスに基づいた1中間子交換相互作用 --- 以後RMF相互作用と呼ぶ --- を粒子-粒子チャンネルにも用いて無限核物質での対ギャップを計算する試みは文献[1]で初めて行われた。その結果は、40年近い歴史を持つ非相対論的理論の結果に比べてギャップの値が約3倍大きいというものであった。もともと、非相対論との違いがあるならばそれをみつけないのであるから合わないこと自体は悪いことではないのだが、以下に述べる理由によりRMF側に問題があると考えべきである。

1. 長い非相対論的研究の歴史の中では、ギャップ方程式中の粒子-粒子チャンネル相互作用に自由空間での裸の相互作用を用いる立場と、裸の相互作用中の短距離斥力を処理したG行列のような媒質中の相互作用を用いる立場が並立していたが、現在では後者の立場での計算は短距離相関の二重勘定を引き起こすという考え方がコンセンサスを得ている。注目している $^1S_0$ 部分波のT行列には仮想状態の極が存在することに由来して散乱の位相のずれと対ギャップの間には近似的関係が成り立つので、位相のずれを再現する裸の相互作用を用いて計算された対ギャップには不定性はほとんどない。

2. 多くの場合後者の立場の計算では斥力が弱められるため対ギャップの値が大きくなるのであるが、(筆者らの知る範囲では) 唯一の例外がGogny力である。Gogny力はG行列をパラメライズして構成されたもので後者の範疇に入るのであるが、少なくとも低密度側では裸の相互作用と変わらない対ギャップを与える[2]。その理由は現在でも明らかでない[3]。そのGogny力による結果を局所密度近似を用いて有限核の量に翻訳すると実験的情報と矛盾しない。

これらが、バルクな性質の再現に関しては大きな成功を収めたRMF理論が対相関の記述に関してはまだ非相対論的理論にたちうちできる水準には至っていないと考えられる理由である。後に行われたBonnポテンシャルを用いたDirac-Brueckner-Hartree-Fock (DBHF) 法 + 同じ裸の相互作用を用いたギャップ方程式という計算 --- 今後DBHF+bareと呼ぶ --- が裸の相互作用を用いた非相対論的計算とほぼ一致する結果を与えた[4]ことはこの考察を支持する。見方を変えれば、RMF模型を離れてDBHF+bare計算を行うなら(後述の偏極効果を考慮しない範囲では) 原理的に問題ないのだが、現実の計算は煩雑である。また粒子-空孔チャンネルと粒子-粒子チャンネルの首尾一貫性を問わないのであれば、粒子-空孔チャンネル(単一粒子状態)にのみRMF模型を用い、粒子-粒子チャンネル(対相関)にはBonnポテンシャルやGogny力(非相対論的!)を用いる計算によって現実的なギャップを得ることは可能である。媒質中の相互作用であるが対相関を定量的に記述するという意味でGogny力的な相互作用をRMF模型に基づいて構成する事ができれば、粒子-空孔チャンネルと粒子-粒子チャンネルが首尾一貫し、かつ数値計算も煩雑でない枠組みができることになる。本研究の目的はそこにある。

裸の相互作用の次の次数では媒質偏極効果(リング型ダイアグラム)がギャップ方程式中の粒子-粒子チャンネル相互作用に現れる。非相対論的計算では、無限核物質では偏極効果によってギャップが低密度領域で減少、飽和密度近傍で増加すること[5]、一方有限核では最近実験的ギャップの約半分は偏極効果(表面振動との粒子-振動結合を媒介とした有効二体相互作用)で説明できるとの結果[6]が報告されている。特に後者は原子核での対相関の描像が低温金属超伝導体のそれに近いことを意味し興味深い。粒子-空孔相互作用と粒子-粒子相互作用が複雑に絡み合って現れるこれらの高次多体効果を検討するためにも、0次で定量的に信頼できかつ数値計算も煩雑でない枠組みが必要である。

非相対論的計算結果との不一致の原因を明らかにする上でまずおさえておかなければならないことは、定性的に相対論固有の機構があるかどうかである。明らかな相対論固有の因子はDiracの海の存在である。Diracの海の存在は正エネルギー状態での対相関に、

1. 対相互作用は単一粒子エネルギーの符号によらず逆運動量状態間に作用することに起因して正負エネルギー状態が結合すること、

2. 無限の負エネルギー状態をくり込み処理することによって核子の有効質量が変化すること、

を通して影響し得るが、前者の効果は無視でき、後者の効果も小さいことを確認した[7]。従って相対論固有の機構といったレベルの問題ではなく、RMF相互作用の ( $k_F^0$ 以下の状態には実験的裏付けがあるので) 高運動量での振る舞いが非物理的であると考えらるべきであろう。

RMF相互作用を改善する際の指針は、

1. Hartree近似であるRMFモデルでは相互作用のうち運動量移行 = 0 の部分のみが粒子-空孔チャンネルに寄与するが、現象論的成功を取めているこの部分には手を加えない、
2. 相対論的枠組みとして首尾一貫しているDBHF+bare計算の結果を再現することを目指す、

の二点である。これは、各核子-中間子バーテックスに運動量移行の関数である形状因子を導入し、その形状因子を特徴づけるカットオフ・パラメーターを調整することにより実現される。具体的にはいくつかのタイプの形状因子中のカットオフ・パラメーターを、対波動関数  $\phi(\mathbf{k})$  に結びつくフェルミ面での対ギャップと、 $d\phi/dk$  を用いて計算されクーパー対の広がりを表すコヒーレンス長を、 $k_F = 0.2 \sim 1.2 \text{ fm}^{-1}$  の範囲でDBHF+bare計算の結果に最も近づけるように決定した。形状因子のタイプによって最適なカットオフ・パラメーターの値は異なるが、再現の度合いはほぼ同程度である。単極型形状因子を採用した場合の粒子-粒子チャンネル相互作用の一例を図1に示す。ほとんど同じ対相関を与える

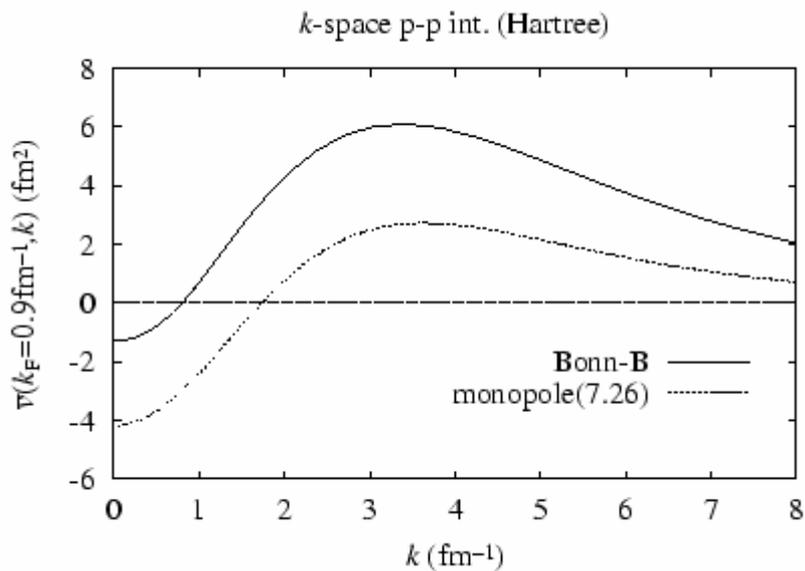


図1. 最適なカットオフ・パラメーターによる単極型形状因子を導入したRMF相互作用とBonnポテンシャルの比較。

Bonnポテンシャルとの違いは $k$ によらずほとんど一定である。これを座標空間にフーリエ変換すればデルタ関数的な短距離芯の分だけ違っていることを意味する。図2には対波動関数を座標空間にフーリエ変換したものを示している。この図から、対波動関数の違いは対相関の典型的空間スケールであるコヒーレンス長 $\sim 6 \text{ fm}$ より約1桁小さい領域 --- Brueckner波

動関数と同様に短距離相関により対波動関数が抑制される領域 --- に限られていることがわかり、物理量への影響は非常に小さいであろうと予想される。従って斥力が弱められた媒質中の相互作用による対ギャップが、常に裸の相互作用によるものより大きくなるとは限らないのである。現時点では推測にすぎないが、Gogny力が裸の相互作用とほぼ同じ対相関を与えるのもこのような機構によるのであろう。この点については後にもう一度触れる。

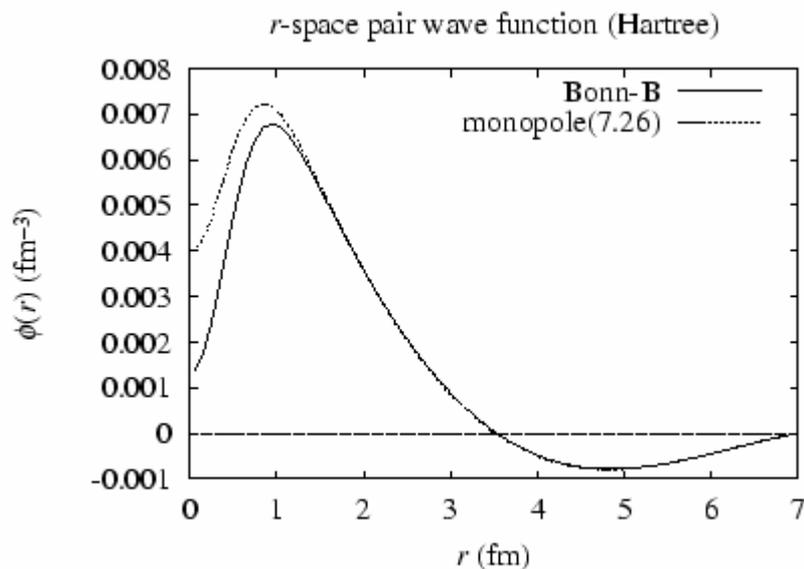


図2. 最適なカットオフ・パラメーターによる単極型形状因子を導入したRMF相互作用とBonnポテンシャルによる対波動関数の比較。

これまで有限核での現実的な "相対論的" Hartree-Bogoliubov (RHB)計算では、粒子-粒子チャンネルにはRMF相互作用の代用としてGogny力（やその簡略版）が用いられてきたが、ここで形状因子を導入した手法により粒子-空孔チャンネルと粒子-粒子チャンネルに首尾一貫した相互作用を用いるRHB計算が可能になった。一方で、このように対相関の記述のみを指針として高運動量成分が修正された相互作用 --- 具体的にはカットオフ・パラメーターの大きさ --- が意味のあるものであるためには他の独立な物理現象によるチェックが必要である。現在のところこの相互作用自体の他の物理現象への適用例はないが、中間エネルギー重イオン衝突の解析は同程度のカットオフの必要性を示唆している[8]。また、今回調べたいいくつかのタイプの形状因子のうち単極型と双極型のカットオフ・パラメーターの大きさの比が約 $\sqrt{2}$ であることは、電磁形状因子に関する文献[9]の議論と合致する。

上述の構成法は、Hartree近似では運動量移行 $\neq 0$ の相互作用は単一粒子状態従って核物質の飽和性に効かないことに全面的に依っている。従って自己エネルギー中の交換項のために形状因子が単一粒子状態にも影響を与えるHartree-Fock近似への適用可能性は自明ではない。そこで実際に計算を行ってみたところ、ギャップ及びコヒーレンス長自体はHartree近似の場合と同程度に再現されるが、図3に示すように、 $k_F > 1 \text{ fm}^{-1}$ では過剰束縛となって

しまうことがわかった。計算はSerot-Waleckaのもののみならずいくつかの $(\sigma, \omega)$ パラメーター・セットについて行ったが、いずれの場合も程度の違いはあれ、粒子・空孔チャンネルと粒子・粒子チャンネルに共通のカットオフ・パラメーターのみで相互作用を修正する方法では飽和性と対ギャップを同時に説明することはできなかった。言い換えると、正しく飽和性を与えるカットオフ・パラメーターでは、ギャップが裸の相互作用によるものより大きくなってしまふという多くの媒質中の相互作用を用いた計算の特徴が現れてしまうのである。しかしこの場合の相互作用をGogny力(文献[1]の図1、2)と比べてみると、Hartree-Fock-Bogoliubov計算で最適なカットオフ・パラメーターを採用した場合には、Hartree-Bogoliubovの場合以上にGogny力に近い。このことは、現在は対相関なしで決められた結合定数を固定したまま、1-パラメーター・フィッティングによる(密度に依らない)形状因子を導入するという最も単純な改善法を用いているが、更にわずかな補正を加えることで、Hartree-Fock近似の場合にもRMF模型のラグランジアンに基づいて飽和性を損なわずに裸の相互作用と同様の対相関を与えることが可能になるという希望を与える。

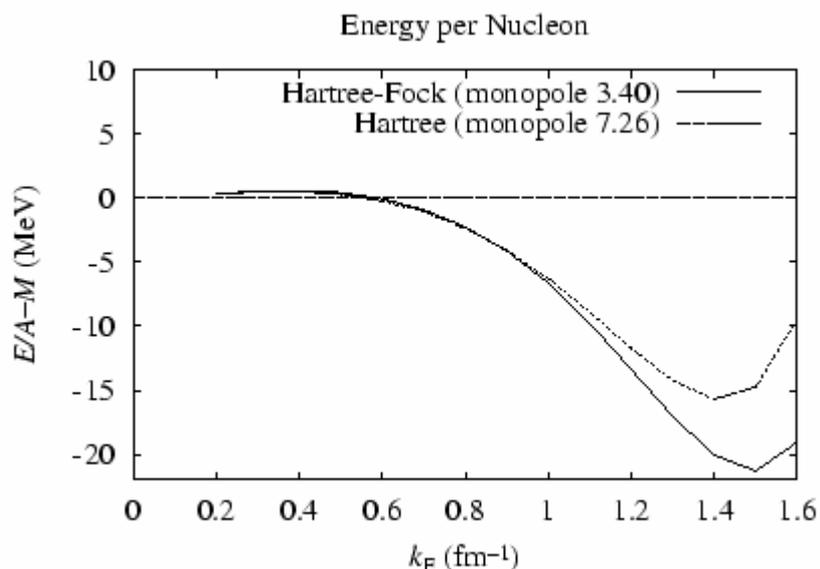


図3. Hartree近似及びHartree-Fock近似による核子当たりの束縛エネルギー。

## 参考文献

- [1] H. Kucharek and P. Ring, Z. Phys. A **339** (1991) 23.
- [2] G. F. Bertsch and H. Esbensen, Ann. Phys. **209** (1991) 327.
- [3] E. Garrido, P. Sarriguren, E. Moya de Guerra and P. Schuck, Phys. Rev. C **60** (1999) 064312.

- [4] Oe. Elgaroey, L. Engvik, M. Hjorth-Jensen and E. Osnes, Phys. Rev. Lett. **77** (1996) 1428.
- [5] H. -J. Schulze, J. Cugnon, A. Lejeune, M. Baldo and U. Lombardo, Phys. Lett. B **375** (1996) 1.
- [6] F. Barranco, R.A. Broglia, G. Gori, E. Vigezzi, P. F. Bortignon and J. Terasaki, Phys. Rev. Lett. **83** (1999) 2147.
- [7] M. Matsuzaki, Phys. Rev. C **58** (1998) 3407.
- [8] P. K. Sahu, A. Hombach, W. Cassing, M. Effenberger and U. Mosel, Nucl. Phys. A **640** (1998) 493.
- [9] R. Machleidt, K. Holinde and Ch. Elster, Phys. Rep. **149** (1987) 1.