

- 7) B. C. Stipe, M. A. Rezaei and W. Ho: Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 4397.
- 8) B. Y. Han, C. Y. Cha and J. H. Weaver: J. Vac. Sci. Technol. A **16** (1998) 490.
- 9) B. Y. Han and J. H. Weaver: Phys. Rev. B **58** (1998) 10981.
- 10) T.-C. Shen, C. Wang, G. C. Abeln, J. R. Tucker, J. W. Lyding, Ph. Avouris and R. E. Walkup: Science **268** (1995) 150. R. S. Becker, G. S. Higashi, Y. J. Chabal and A. J. Becker: Phys. Rev. Lett. **65** (1990) 1917. M. Schwartzkopff, P. Radojkovic, M. Enachescu, E. Hartmann and F. Koch: J. Vac. Sci. Technol. B **14** (1996) 1336 も参照.
- 11) J. Kanasaki, T. Ishida, K. Ishikawa and K. Tanimura: Phys. Rev. Lett. **80** (1998) 4080.
- 12) M. Martel, Ph. Avouris and I.-W. Lyo: Science **272** (1996) 385.
- 13) J. Kanasaki, A. Okano, K. Ishikawa, Y. Nakai and N. Itoh: Phys. Rev. Lett. **70** (1993) 2495. K. Ishikawa, J. Kanasaki, Y. Nakai and N. Itoh: Surf. Sci. Lett. **349** (1996) L153. 日本語の解説は、伊藤憲昭、金崎順一、岡野晃子、中井靖男: 応用物理 **64** (1995) 536 がある.

14) H.-J. Ernst, F. Charra and L. Douillard: Science **279** (1998) 679.

非会員著者の紹介 Bo Ying Han 氏はミネソタ大学材料科学工学科博士研究員。Ph.D. は1993年ピアーマリーキュリー大学(パリ, フランス)で、B.S. は1984年、M.S. は1987年フダン大学(上海, 中国)で取得。研究はレーザーによる薄膜成長分析など。John H. Weaver 氏はイリノイ大学材料科学研究所所長。Ph.D. は1972年アイオワ州立大学で取得、1994年東北大学客員教授、1995年アメリカ真空学会会長、1997年 Research & Development Magazine Year of Scientist, 1999年 Medard W. Welch 賞受賞。研究は光電子分光、表面物性、ナノサイエンス・テクノロジー、フラーレン、STM など。研究論文の総数は約450編におよぶ。

(1999年10月29日原稿受付)

最近の研究から

原子核における超流動への相対論的アプローチ

松崎 昌之
谷川 知憲

〈福岡教育大学教育学部 811-4192 宗像市赤間 729-1 e-mail: matsuz@fukuoka-edu.ac.jp〉

〈九州大学大学院理学研究科 812-8581 福岡市東区箱崎 6-10-1 e-mail: tomo2scp@mbox.nc.kyushu-u.ac.jp〉

相対論的核子・中間子多体論、特にその近似としての相対論的平均場 (RMF) 模型は原子核の飽和性等のバルクな性質を良く説明するが、有限核の構造や中性子星の構造・進化を決定する超流動性を定量的に記述することには成功していなかった。今回、「原子核は本質的に相対論的多体系か否か」という基本問題への取組みの一環として、バルクな性質に関する RMF 模型の成功を損わないように一つのパラメーターを導入し、それに成功したので、結果を報告するとともに、その位置づけについて議論する。

1. はじめに

原子核構造の記述法は、伝統的な非相対論的核子多体論と、70年代半ばから盛んになった相対論的核子・中間子多体論に大別される。この両者は基底状態近傍の核子多体系(有限の核子数からなる原子核、無限核物質*を総称する)の性質を異なる方法で同程度に再現する。^{1,2)}「原子核は本質的に相対論的多体系か否か」という基本問題に答えるためには、この両者の違いが現れる場面を見つけなければならない。キネマティカルな側面からは、相対論的なエネルギーの表式 $E = \sqrt{k^2 + M^2}$ 中、質量 M の二乗が運動量 k の二乗に比べて十分大きい場合に非相対論的扱いが許されるので、相対論的效果を見るためには高い運動量(あるいは運動量移行)が関与する物理現象を調べれば良いであろうことが予想される。通常の金属での低温超伝導のように弱結合描像が良い場合には、フェルミ面***のごく近傍の状態のみがクーペ対形成に関与するが、本稿の主題であ

る、コヒーレンス長が平均粒子間隔 d (ここで $\rho = 2k_F^3/3\pi^2 = 1/d^3$)と同程度になる核子系での対相関には、高運動量状態も関与する。従って、高運動量状態でも信頼できるラグランジアンを持っているなら、核子系での超流動は、相対論的/非相対論的多体論の違いを見出す舞台になり得る。一方、ダイナミカルな側面からは、例えば核物質の飽和性を全く異なる機構で説明することから推察されるように、非相対論的多体論は単に相対論の近似ではないことに留意する必要がある。例をあげれば、相対論的理論では平均一体場レベルで取り入れられる機構が、非相対論的理論では多体相関によって取り入れられるといったことがあり得る(有限核の単一粒子状態のスピン軌道分岐の例については文献3参照)。そこで本稿では粒子-空孔、粒子-粒子チャネル双方を平均場(ハートリー・ボゴリューボフ近似)レベルで扱って核子系での超流動を考察することを通して、低運動量状態のみが関与する物理現象を良く記述してきた模型が、そのままの形で高運動量状態にも使えるのかどう

* 放射性物質という意味ではなく、表面の効果を無視して、現実の原子核の中心部を理想化したものを指す。陽子間のクーロン相互作用も無視する。

** 以下、 $\hbar=c=1$ の自然単位系を用いる。

*** 飽和密度($2.8 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$)の核物質での $k_F \simeq (1.4 \text{ fm}^{-1})^2$ は $M^2 \simeq (940 \text{ MeV})^2$ より1桁小さい。

かを検討する。

2. 無限核物質における超流動

無限核物質には、現実の原子核を理想化したものという側面に加えて、中性子星内部に実際に存在する物質という側面がある。粒子-粒子チャンネル相互作用によりクーパー対が形成されることによって引き起こされる核子系の超流動は、開殻（非魔法数）有限核では、通常の 1S_0 ($L=S=J=0$) 対の場合、系を球対称にしようとする傾向を持つので、系を変形させようとする粒子-空孔チャンネル相互作用との競合で原子核の形を決定し、また低励起スペクトルの様相を規定する。一方、中性子星にあっては次に述べる機構によりその熱的進化が決定される。中性子星はコアからのニュートリノ放出によって冷えるが、高密度のコア内部で π 凝縮（最近その実現可能性が再び注目されている⁴⁾）、 K 凝縮、ハイペロン、クォーク等の“エキゾチック”状態が出現するか、あるいは陽子の比率がある程度大きければ、表面温度の観測値と比べて冷えすぎの状況になる。この冷えすぎを抑える機構として中性子の 3P_2 ($L=S=1, J=2$) 対超流動が存在すると考えられている。⁵⁾ なお、 3P チャンネルでクーパー対が形成される点は ^3He 原子の場合と同様であるが、核力の場合 $J=2$ でのみ相互作用が引力になる。コアでの冷却は、それを取り囲む内殻での熱伝導を通じて表面温度に反映される。従って、この熱伝導率を決める比熱が、観測にかかる表面での温度変化の時間スケールを決定するのである。内殻は中性子過剰核のクーロン格子とそこからあふれ出た 1S_0 中性子超流体（及び電子）からなる不均一系であり、この系での対ギャップが比熱を決める。⁶⁾

本稿で考察するのは、有限核及び中性子星でこのような物理的意味を持つ 1S_0 超流動である。採用するラグランジアン中の結合定数が対称 ($N=Z$) 核物質の飽和性を再現するように決められていることに留意して、以下の考察は対称核物質に対して行う。中性子物質では同じフェルミ運動量では対称核物質に比べて密度が半分であるため、核子の有効質量 ((3) 式) が多少大きいことに由来して、対ギャップがわずかに大きいこと以外は様相は変わらない。

3. 相対論的多体論による対相関の研究の現状

相対論的核子・中間子多体論の出発点となるラグランジアン密度の基本形は

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = & \bar{\psi}(i\gamma_\mu\partial^\mu - M)\psi \\ & + \frac{1}{2}(\partial_\mu\sigma)(\partial^\mu\sigma) - \frac{1}{2}m_\sigma^2\sigma^2 - \frac{1}{4}\Omega_{\mu\nu}\Omega^{\mu\nu} + \frac{1}{2}m_\omega^2\omega_\mu\omega^\mu \\ & + g_\sigma\bar{\psi}\sigma\psi - g_\omega\bar{\psi}\gamma_\mu\omega^\mu\psi, \\ \Omega_{\mu\nu} = & \partial_\mu\omega_\nu - \partial_\nu\omega_\mu\end{aligned}\quad (1)$$

である。¹⁾ ここで ψ は核子、 σ は 2π 交換による中間領域

の核子間力（引力）を 1 ボソン描像で表現する仮想的*シグマ・ボソン、 ω は短距離斥力をもたらすオメガ中間子の場を表す。核子間力の最も長距離部分は 1π 交換からもたらされるが、パイ中間子は負パリティを持つために平均場に寄与せず、また対相関への寄与は小さいことが確かめられているのでここでは考慮しない。この $\mathcal{L}$ にハートリー（いわゆる相対論的平均場 (RMF)）近似を施すことにより、核子の単一粒子エネルギー

$$E_k = \sqrt{k^2 + M^{*2}} + g_\omega\langle\omega^0\rangle \quad (2)$$

を得る。 $\langle\omega^0\rangle$ はオメガ中間子の場の時間成分の期待値、核子の有効質量はシグマ・ボソンの場の期待値によって

$$M^* = M - g_\sigma\langle\sigma\rangle \quad (3)$$

と与えられる。この $\mathcal{L}$ から Gor'kov の方法⁷⁾に従って導かれる 2 種類のグリーン関数

$$\begin{aligned}G_{\alpha\beta}(x-x') = & -i\langle\tilde{0}|T\psi_\alpha(x)\bar{\psi}_\beta(x')|\tilde{0}\rangle, \\ F_{\alpha\beta}(x-x') = & -i\langle\tilde{0}|T\bar{\psi}_\alpha(x)\psi_\beta(x')|\tilde{0}\rangle\end{aligned}\quad (4)$$

（ここで T は時間順序積、 $|\tilde{0}\rangle$ は超流動基底状態）に対する運動方程式から対ギャップを決定する方程式が得られる。 ϕ 中の負エネルギー状態を無視し、更に遅延効果は無視する近似のもとで、 1S_0 チャンネルに対する通常のギャップ方程式

$$\Delta(p) = -\frac{1}{8\pi^2}\int_0^\infty \bar{v}(p,k)\frac{\Delta(k)}{\sqrt{(E_k-E_{k_F})^2+\Delta^2(k)}}k^2dk \quad (5)$$

を得る。これを超流動の場合の有効質量の式、

$$M^* = M - \frac{g_\sigma^2}{m_\sigma^2}\frac{\gamma}{2\pi^2}\int_0^\infty \frac{M^*}{\sqrt{k^2+M^{*2}}}v_k^2k^2dk \quad (3')$$

（ v_k^2 は占有確率）と連立することによって、フェルミ運動量の関数として対ギャップが計算される。 $\gamma=2, 4$ はそれぞれ中性子物質、対称核物質を表す。ここで粒子-粒子チャンネルの 1 ボソン交換相互作用（以下では RMF 相互作用と呼ぶ）は (1) 式より

$$\begin{aligned}\bar{v}(p,k) = & -\frac{g_\sigma^2}{2E_pE_k} \\ & \times \left\{1 + \frac{4M^{*2}-m_\sigma^2-(E_p-E_k)^2}{4pk}\ln\left(\frac{(p+k)^2+m_\sigma^2}{(p-k)^2+m_\sigma^2}\right)\right\} \\ & + \frac{g_\omega^2}{2E_pE_kpk}(M^{*2}+p^2+k^2-(E_p-E_k)^2) \\ & \times \ln\left(\frac{(p+k)^2+m_\omega^2}{(p-k)^2+m_\omega^2}\right)\end{aligned}\quad (6)$$

と計算される。その関数形の一例を図 1(a) に示す。

対相関をこの相対論的枠組みで記述する試みは 90 年代初頭に始まった。⁸⁾ そこで得られた対ギャップは非相対論的アプローチでコンセンサスを得てきた値⁵⁾ より約 3 倍大きかった。このこと自体からは優劣を結論することはできない

* 崩壊幅の広い実在粒子であるとする立場もある。

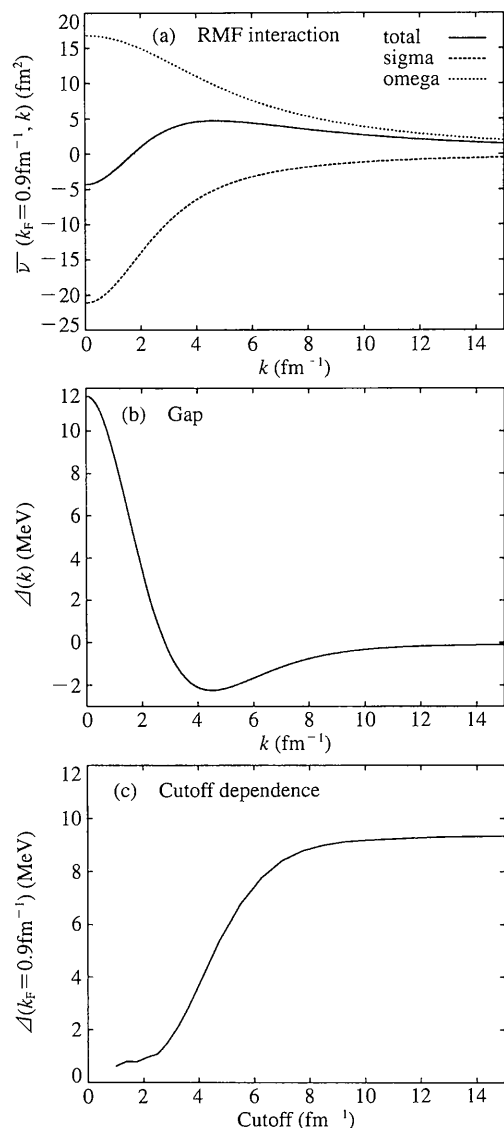


図1 (a) 運動量の関数としてのRMF相互作用及びその内訳。用いたパラメーターは $g_\sigma^2=91.64$, $g_\omega^2=136.2$, $m_\sigma=550 \text{ MeV}$, $m_\omega=783 \text{ MeV}$, $M=939 \text{ MeV}$.¹⁾ (b) それを用いて計算した, 運動量の関数としてのギャップ関数. (c) フェルミ面での対ギャップの, 運動量積分のカットオフへの依存性. (T. Tanigawa and M. Matsuzaki: Prog. Theor. Phys. **102** (1999) 897より修正して転載.)

いが, 後出の自由空間での裸の核力ポテンシャルを用いる計算が非相対論での対応する計算とほぼ一致する結果を与えたこと, 及び(局所密度近似によって無限核物質での結果を有限核でのギャップと対応づけられることを仮定すれば)ギャップは実験で押さえられる量であることから, やはりこの結果には問題があると考えられる。

その後これを改善するためのいくつかの試みがなされたが, 成功は得られていない。その試みの一つが相対論に特有な要素である負エネルギー状態の効果の検討である。(4)式で ϕ 中の負エネルギー状態を無視せずに残せば, 対相互作用は単一粒子エネルギーの符号によらずに作用するので, 正・負エネルギー状態は結合する。また, 無限のデ

ィラックの海を考慮するときに現れる発散を処理するためにラグランジアンにカウンター項を導入することにより, 有効質量の表式(3')及び飽和性を再現する結合定数の変更を受ける。負エネルギー状態は原理的にこの二つの機構で正エネルギー状態の対ギャップに影響を与え得るが, 定量的には前者の効果は無視でき, 後者の効果もあり大きくはなかった。⁹⁾ これらの結果は相互作用(6)自体を改善する必要性を示唆する。なお, この理論形式は, 最近注目されている低温のクォーク物質におけるカラー超伝導相¹⁰⁾への転移点近傍での対凝縮とカイラル凝縮との競合過程を調べる際に適用できる。有限核では代用品として相対論的模型による単一粒子状態と非相対論的対相互作用を組合せた計算が行われて実用的成功を収めているが, 冒頭で提示した基本問題に答えることにはならない。

4. 形状因子導入による現象論的相互作用の構成

飽和密度以下の核子-核子対相関係の最大の特徴は強結合であることである。これは具体的には(6)式で $p=k_F$ としたときの $\bar{v}(k_F, k)$ ($k \neq k_F$)が強く(図1(a)), 幅広い運動量積分が必要(図1(b)を参照)であることを指す。このことは後出のコヒーレンス長が短いことをも意味する。図1(a)に示すように $\bar{v}$ 中で低運動量側では引力が, 高運動量側では斥力が優勢なので, (5)式によって決定されるギャップ関数 $\Delta(k)$ もS波であってもnodeを打つ(図1(b))。その結果 $\bar{v}(p, k)$ と $\Delta(k)$ が再び逆符号となって $\Delta(p)$ に正の寄与を与える。(電子系における同様の事例については最近の本欄の記事¹¹⁾参照。)従って, 運動量積分の上限(カットオフ)を上げていくとエネルギーギャップ $\Delta(k_F)$ は単調に大きくなっていく(図1(c))。 $\Delta(k_F)$ がほぼ最大となる $k_F=0.9 \text{ fm}^{-1}$ でのコンセンサス値は約3 MeVであるから, 収束値はその約3倍ということになる。これが前節で述べた最初の試みの結果である。もし単純に運動量積分の上限を切断することによりコンセンサス値を再現しようとすると, そのカットオフの値は約 3.5 fm^{-1} になることが図1(c)から読みとれる。¹²⁾ 従ってこの模型では, 対ギャップには斥力が優勢となる運動量領域の寄与も必要である。ここで用いたRMF相互作用の結合定数は, ディラックの海を考慮しないハートリー近似で飽和核物質の基底状態の性質を再現するように決められているものなので, 高運動量での相互作用は実験的な裏づけを持たない。このことと上述のカットオフ依存性から(斥力が優勢な)高運動量移行領域の寄与が強すぎるものが考えられ, 実際に重イオン衝突の際の重粒子流の解析からもそれが示唆されている。¹³⁾ そこで, 相互作用のうち単一粒子状態を決める運動量移行 $q=0$ の部分を変えないように, $q \neq 0$ の部分の改善を試みる。

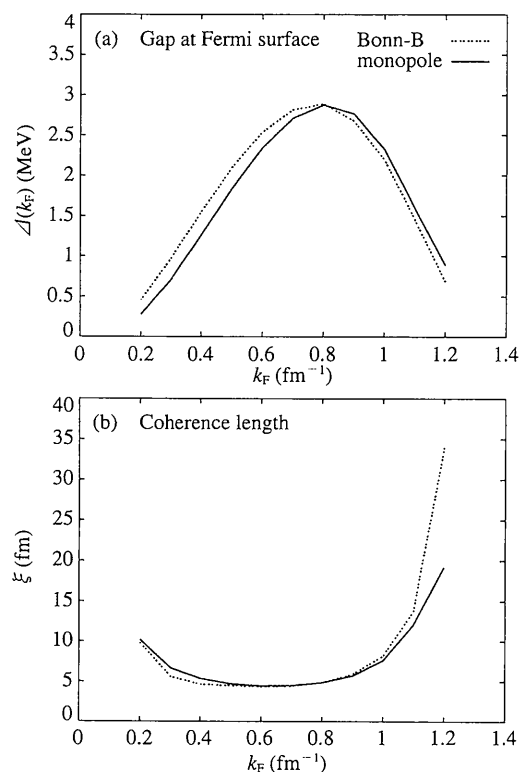


図2 Bonn-B ポテンシャル及びモノポール型形状因子の導入によって修正されたRMF相互作用を用いて計算した、フェルミ運動量の関数としての対ギャップ (a), コヒーレンス長 (b).

RMF とは別の、より精密な相対論的方法にディラック・ブルックナー・ハートリー・フォック (DBHF; 相対論的 G 行列によるハートリー・フォック) 法がある。この方法で決定された単一粒子状態と、その際に用いた裸の核力ポテンシャルを用いて (5) 式を解く方法 (以下で “DBHF + bare” と呼ぶ) が、媒質偏極効果を考慮しない範囲では最も第一原理的な計算である。しかし DBHF 計算は煩雑であること、及び RMF による単一粒子状態と裸の核力ポテンシャルを用いても結果はほとんど変わらない^{14,2)}ことから、我々は “DBHF + bare” の結果を最大限再現するように上述の RMF 相互作用を改善することを着想した。すなわち、 g_σ, g_ω という二つのパラメーターが粒子-空孔相互作用によるバルクな性質を再現するように決められていることを拡張して、もう一つのパラメーターを導入して粒子-粒子相互作用による対ギャップも同時に再現することを試みる。その妥当性は他の物理現象でチェックされるべきである。具体的にはまず、RMF の結合定数は密度によらないことを尊重して、やはり密度によらないカットオフ・パラメーター Λ を含んだモノポール型* 形状因子

* 形状因子の形を決める指導原理はないので、いくつかの形について試行を行った。パラメーター Λ の最良値はその形に強く依存するが、対ギャップ、コヒーレンス長に関してはほぼ同等の結果を与える。ただし運動量の関数として零点を持つような形を採用すると、座標空間での量に非物理的な振動が現れる。

$$f(q^2) = \frac{\Lambda^2}{\Lambda^2 + q^2} \quad (7)$$

を、RMF 相互作用中の各核子-中間子バーテックスに導入する。¹⁵⁾ 再現すべき量は、裸の相対論的核力の一つである Bonn-B ポテンシャル¹⁶⁾を用いて計算された対波動関数

$$\phi(k) = \frac{1}{2} \frac{\Delta(k)}{\sqrt{(E_k - E_{k_F})^2 + \Delta^2(k)}}, \quad (8)$$

及びこの波動関数に関する平均二乗距離にあたるコヒーレンス長¹⁷⁾

$$\xi = \left(\frac{\int_0^\infty \left| \frac{d\phi}{dk} \right|^2 k^2 dk}{\int_0^\infty |\phi|^2 k^2 dk} \right)^{1/2} \quad (9)$$

を決定するその微分 $d\phi/dk$ とし、中性子星の内殻の密度範囲にはほぼ対応し、有限核の表面密度を十分カバーする⁵⁾ $k_F = 0.2 - 1.2 \text{ fm}^{-1}$ について χ^2 を最小にするように Λ を決定した。得られた Λ の大きさは 7.26 fm^{-1} であり、前述の重イオン衝突の研究からの示唆と同程度である。この形状因子を含む相互作用及び裸の核力を用いて計算した対ギャップ、コヒーレンス長を図2に示す。コヒーレンス長が平均粒子間隔と同程度であることは、前述のように、強結合系であり、クーバー対の重なりすなわちフェルミオン交換効果が重要でないことを示す。ここで行った1パラメーター導入では計算した密度範囲の両端に多少ずれが残る。特に高密度側 (飽和密度近傍) については、非相対論的計算でも、裸の核力と有限密度用の相互作用による計算の間で、超流動相が消える臨界密度に同様の差がある⁶⁾ ことと呼応している。なお、この結果は飽和密度では対ギャップが消えていることを意味するが、有限核での対相関は密度の薄い表面近傍で起こるので矛盾ではない。また飽和密度近傍では、ここでは考慮していない媒質偏極効果が重要であるとの研究¹⁸⁾があり、それを取り入れた上で現実との比較を行うべきであろう。

こういった留保は必要なものの、ここで構成した相互作用を用いることにより、単一粒子状態を決める粒子-空孔チャンネルと対ギャップを決める粒子-粒子チャンネルの相互作用を同じ $\mathcal{L}$ から導く平均場理論の枠内で、“DBHF + bare” の結果を再現することが可能になった。

5. おわりに

核子多体系の基底状態近傍の性質を良く説明してきた相対論的平均場理論のラグランジアンは、そのままの形では高運動量に関与する物理の一つである、コヒーレンス長が短い系での超流動の記述には適当でないことがわかった。そこでそれを改善する一つの方法として、運動量移行 $q \neq 0$ 部分に作用する形状因子を導入した。その結果、現実的

な対ギャップを再現でき、またその形状因子中のカットオフ・パラメーターが重イオン衝突の解析から示唆される値とコンシステントであることも確認できた。ここでは“BHF+bare”の結果が相対論、非相対論ではば一致していることから、現象論的相互作用を用いた平均場理論による結果もほぼ一致するであろうことを前提として形状因子を決定した。このことは、非相対論で重要性が指摘されている多体相関である媒質偏極効果を調べる舞台を整えたことを意味する。相対論での偏極（リング型）ダイアグラムには粒子-空孔型と粒子-反粒子型があり、その効果は粒子-空孔型のための非相対論と質的に違っている可能性がある。実際に形状因子を導入しない平均場に基づく予備的な計算では、粒子-空孔型偏極の効果は非相対論と質的に異なっている。¹⁹⁾ 核子-反核子偏極はベクトル中間子の有限密度媒質中での有効質量の減少をもたらし、²⁰⁾ この質量減少を現象論的に考慮した相互作用を用いると対ギャップが減少する。²¹⁾ このことは前述の予備的結果からの予想とコンシステントである。相対論、非相対論が平均場段階ではば一致する結果を与えることを前提とすることの是非も含めて、偏極効果の検討を進めることが次の課題である。

現実の物理現象の記述という視点から、我々のグループは中性子¹S₀超流体に中性子過剰核を埋め込んだ場合の比熱の問題に最近着手した。有限核の構造との関連では、不安定核ビーム実験技術の進歩により $N \simeq Z$ 核がある程度重いところまで研究対象になってきたことによって、これまでの同種粒子間対相関に加えて中性子-陽子(n-p)対相関が再び注目されていることを背景に、無限核物質でのこのn-p対相関の研究を行っている。また、集団回転運動の効果によって対ギャップがダイナミカルに減少する高スピン

状態を記述する回転系での相対論的平均場理論²²⁾に、ここで構成した対相互作用を組み込むことも視野に置いている。

参考文献

- 1) B. D. Serot and J. D. Walecka: *Adv. Nucl. Phys.* **16** (1986) 1.
- 2) P. Ring: *Prog. Part. Nucl. Phys.* **37** (1996) 193.
- 3) H. Kumagai, K. Suzuki and R. Okamoto: *Prog. Theor. Phys.* **97** (1997) 1023.
- 4) T. Suzuki, H. Sakai and T. Tatsumi: *Proc. RCNP Int. Symp. on Nuclear Responses and Medium Effects, Osaka, 1998* (Univ. Acad. Press, 1999) p. 77 (nucl-th/9901097).
- 5) T. Takatsuka and R. Tamagaki: *Prog. Theor. Phys. Suppl. No.* 112 (1993) 27; 及びそこの引用文献.
- 6) R. A. Broglia, *et al.*: *Phys. Rev. D* **50** (1994) 4781. Ø. Elgarøy, *et al.*: *ibid.* **54** (1996) 1848.
- 7) L. P. Gor'kov: *Sov. Phys.-JETP* **7** (1958) 505.
- 8) H. Kucharek and P. Ring: *Z. Phys. A* **339** (1991) 23.
- 9) M. Matsuzaki: *Phys. Rev. C* **58** (1998) 3407.
- 10) M. Matsuzaki: *Phys. Rev. D*(hep-ph/9910541) 印刷中; 及びそこの引用文献.
- 11) 黒木和彦, 青木秀夫: *日本物理学会誌* **54** (1999) 557.
- 12) T. Tanigawa and M. Matsuzaki: *Prog. Theor. Phys.* **102** (1999) 897.
- 13) T. Maruyama, *et al.*: *Nucl. Phys. A* **573** (1994) 653. P. K. Sahu, *et al.*: *ibid.* **640** (1998) 493.
- 14) Ø. Elgarøy, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **77** (1996) 1428.
- 15) M. Matsuzaki and T. Tanigawa: *Nucl. Phys. A* に投稿中 (nucl-th/9911042).
- 16) R. Machleidt: *Adv. Nucl. Phys.* **19** (1989) 189.
- 17) F. V. De Blasio, *et al.*: *Phys. Rev. C* **56** (1997) 2332.
- 18) H.-J. Schulze, *et al.*: *Phys. Lett. B* **375** (1996) 1; 及びそこの引用文献.
- 19) M. Matsuzaki and P. Ring: *Proc. APCTP Workshop on Astro-Hadron Physics in Honor of Mannque Rho's 60th Birthday: Properties of Hadrons in Matter, Seoul, 1997* (World Scientific, 1999) p. 243 (nucl-th/9712060).
- 20) T. Hatsuda, H. Shiomi and H. Kuwabara: *Prog. Theor. Phys.* **95** (1996) 1009; 及びそこの引用文献.
- 21) M. Matsuzaki and T. Tanigawa: *Phys. Lett. B* **445** (1999) 254.
- 22) H. Madokoro and M. Matsuzaki: *Phys. Rev. C* **56** (1997) R2934.

(1999年10月14日原稿受付)