核媒質中でのカイラル相転移とそれに関連した話題[1]
(Chiral Restoration in nuclear medium and related topics)

国広 悌二 (京大基研)

1 はじめに

原子核物理学は、自由空間での核子-核子散乱や重陽子のデータから引き出された核力に基づく核子多体系の物理学と理解されている。この物理学（サブアトミック物理学）は原子よりも下の階層の物質の物理学であり、天体核物理学や旧来の素粒子物理学の一部も含んでいる。

核力の特性はその強いテンソル力 (スピン双極子-双極子相互作用) と短距離斥力である。核子はフェルミオンであり、その多体系においてはパウリの排他律が作用する。これはハミルトニアンを書き下しただけでは表現されないフェルミオン多体系特有の「新しい質」を生み出す。たとえば、通常相の核物質はフェルミ液体であり、パウリ原理のため核子はフェルミ縮退しフェルミ面を有している。このフェルミ面の存在により核物質では超伝（流）導が可能となる。原子核物理学は核子多体系を作ることによる「新しい質」の発見を目指す物理学の一分野である、と言える。

核子はデルタ粒子など他の重粒子や中間子などと同様ハドロンの仲間である。ハドロンはクォーク（と反クォーク）の結合状態であり、ハドロンを構成する力はクォーク場とグルオン場で書かれている量子色力学 (QCD) と呼ばれるゲージ理論で記述される。ゲージ場を量子化した粒子がグルオンである。

１９７０年代に入って、「強い相互作用」の基本理論として量子色力学（QCD）が確立した後では、サブアトミック物理学の自然な発展方向として、核力の代わりに QCD に基く「ハドロン多体系の物理学」が措定されることになった。そこでは、単に核子がハドロンに、核力が QCD に置き換わった以上の内容上の飛躍がある。それは、環境の変化とともに真空事態が変化し、ハミルトニアンに入るパラメータとしての基礎量自体が環境と相互規定的に変化しうるということである。最近までこのような問題意識に導かれた理論研究 [1, 2, 3] が先導していたが、ここ数年、関連する実験データが続々と得られており、サブアトミック物理学の新しい分野が生まれつつある感がある [4]。この報告では、核媒質中でのカイラル相転移の物理の背景と現状を報告したあと、J-PARC での物理との関連について簡単に議論する[2]。

2 QCD の基本的性質

まず、QCD についてごく基本的なことをおさらいする。

[1]「J-PARC におけるストレンジネス核物理の展望」2003 年７月２９-３１日での報告
[2]本報告では、時間不足のために研究会では十分話せなかったことも含めたことをお断りする。

2.1 ラグランジアンと漸近自由性

QCDの（古典的レベルの）ラグランジアンは次のように書ける；

$$\begin{aligned}\mathcal{L}^{cl} &= \bar{q}(i\gamma^\mu D_\mu - \boldsymbol{m})q - \frac{1}{4}F^a_{\mu\nu}F_a^{\mu\nu}, \\ D_\mu &= \partial_\mu - igt^a A^a_\mu, \\ F^a_{\mu\nu} &= \partial_\mu A^a_\nu - \partial_\nu A^a_\mu + gf_{abc}A^b_\mu A^c\nu,\end{aligned} \tag{2.1}$$

ここで、$q =^t (u, d, d, c, b, s)$ はクォーク場, $\boldsymbol{m} = \mathrm{diag}(m_u, m_d, m_s, ...)$ はクォークのカレント質量、γ^μ はディラックのガンマ行列 $(\gamma^\mu\gamma^\nu + \gamma^\nu\gamma^\mu = g^{\mu\nu},\ g^{\mu\nu} = \mathrm{diag}(1. - 1, -1, -1))$, f_{abc} は $[t^a, t^b] = if_{abc}t^c$ で定義される $SU(3)$ の構造定数である。g は無次元の結合定数である。このラグランジアンは古典場のラグランジアンである。量子化するにはゲージ固定項とファデーエフ-ポポフゴースト項を付け加えなければならない。また、量子効果の高次項に現れる発散を処理するため正則化およびくりこみをしなければならない。その過程でエネルギースケール μ（くりこみ点）が導入され、結合定数は μ に依存するようになる；$g = g(\mu)$。$g(\mu)$ の μ 依存性は摂動論の範囲では次のくりこみ群方程式で与えられる；

$$\mu\frac{d}{d\mu}g(\mu) = \beta(g), \tag{2.2}$$

ここに、ベータ関数 $\beta(g)$ は $\beta(g) = -\frac{9}{16\pi^2}g^3 - \frac{64}{(4\pi)^4}g^5 + \cdots$ で与えられる。ただし、フレイバー（クォークの種類）の数 N_f を 3 とした。$\beta(g) < 0$ のため、$\mu \to \infty$ のとき、$f(\mu) \to 0$ となり漸近自由性が成り立つ。

2.2 ハドロンの世界：QCDの非摂動的効果

クォークやグルオンが見えるような高分解能での QCD の性質である。そこは基本的に摂動論の世界である。ところが、低い分解能で見ると、クォークやグルオンの代りにその結合状態、すなわち、ハドロンが「素粒子」として立ち現れ、その世界は摂動論では記述できない様々の特徴を持っている。まず、ある種の演算子（の正規積）の真空期待値の存在がある;

$$\begin{aligned}\langle : \bar{u}u : \rangle &\simeq \langle : \bar{d}d : \rangle = [-(225 \pm 25)\mathrm{MeV}]^3, \quad \frac{\langle : \bar{s}s : \rangle}{\langle : \bar{d}d : \rangle} \simeq 0.8, \\ \langle \frac{\alpha_s}{\pi} F \cdot F \rangle &= (350 \pm 30\mathrm{MeV})^4.\end{aligned} \tag{2.3}$$

ここですべての量は 1 GeV のスケールで QCD 和則の解析から導かれた値であり、$:\mathcal{O}:$ は演算子 $\mathcal{O}$ の正規積を表す。対応するカレントクォーク質量は、$m_u = 5.1 \pm 0.9$ MeV, $m_d = 9.0 \pm 1.6$ MeV, $m_s = 161 \pm 28$ MeV である。ごく最近の CP-PACS による格子 QCD シミュレーションの結果 [5] では、2 GeV スケールで $m_{u,d} \simeq 3.44\,\mathrm{MeV}, \quad m_s \simeq 88\,\mathrm{MeV}$ である。ただし、m_s は K 中間子の質量をインプットとする場合であり、ϕ 中間子の質量

をインプットとする場合は $m_s \simeq 90$ MeV である。どちらにしろ、$m_s/m_{u,d} \simeq 25$ であることに注意する。

　非摂動的な効果として現われるハドロンの世界の特徴を列挙すると以下のようになる [2]。QCD に基づいてこれらの物理的機構を説明することは、ハドロン物理学の基本的課題である。

1. クォークとグルオンの閉じ込め

   クォークとグルオンは単体では取り出せない。また、実現しているハドロンはすべてカラー $SU(3)$ の 1 重項である。

2. カイラル対称性の自発的破れ

   軽いクォークに対しては近似的だがよく成立しているカイラル対称性が力学的に破れている。軽い擬スカラーの中間子 $\pi^{\pm,0}(140)$, $K^{\pm}(500)$, $K^0(500)$, $\bar{K}^0(500)$, $\eta(550)$ が近似的 8 重項をなしている。ここで括弧の中の数字は MeV 単位での質量。また、低エネルギーでのその相互作用はいわゆる「低エネルギー定理」によりよく支配されている。

3. アイソスピン保存則の成立

   カレントクォーク質量の比は $m_d/m_u \sim 2$, $m_s/m_u \sim 25$ と 1 から大きくかけ離れているにも拘わらず、ハドロンの世界ではアイソスピン保存則はよく成立しており、また、フレーバー $SU(3)$ 対称性の破れは存在するが摂動で取り扱える範囲である。（ゲルマン-大久保理論）また、u, d および s クォークの質量をそれぞれおよそ 300 MeV, および 500MeV とする、いわゆる組成的 (constituent）クォーク模型が現象論的には磁気モーメントなどのハドロンの性質をよく説明する。

4. $\Delta I = 1/2$ 則の成立

   軽粒子の関与しないハドロンの弱崩壊においてアイソスピンが 1/2 だけ変化する過程が他の場合に比べて桁違いに頻繁に起こる。すなわち、$\Delta I = 1/2$ 則が成立つ。

5. ベクターメソンドミナンス

   ハドロンの電磁場との相互作用は、ガンマ粒子から変換されたベクトル中間子を通してであるという描像（ベクタードミナンス）がよく成立している。

6. 安定なハドロン多体系としての原子核の存在

   これについては、後述。

7. 軸性異常の存在

   9 番目の擬スカラー中間子 $\eta'(950)$ は古典的 QCD ラグランジアンの性質からは π, K, η と共に縮退した 9 重項を成していてもいいはずだが、実際は他の粒子と比べて格段に重い[3]、

[3] これを $U_A(1)$ 問題という。これについては補遺 で少し詳しく説明している。

等々。

実は、上記のうち 3 から 6 はすべて 2 のカイラル対称性の動的破れの帰結として理解可能である。たとえば、アイソスピン保存則の成立は m_u, m_d の値自身が 10MeV 以下程度と小さいため、カイラル $SU(2)_L \otimes SU(2)_R$ 対称性が非常によい近似で成立するためであると理解できる。フレーバー $SU(3)$ についても同様である [6]。組成的クォーク模型の大きい質量の大部分はカイラル対称性の力学的破れのために獲得されたものであると理解できる。また、ベクタードミナンスを説明する一つのアイデアである「隠された局所対称性」[7] のアプローチでは、カイラル対称性の動的な破れが前提とされる。さらに、$\Delta I = 1/2$ 則の成立においても、カイラルダイナミクスにもとづいて議論されている [8]。

このとき、ハドロンの世界における原子核という物質の存在形態のユニークさを確認しておくことは有意義である [9]。原子核はハドロン系の唯一の安定な結合状態にある多体系である。この安定性の根拠は上でも指摘した結合エネルギーと密度の飽和性にある：核物質は比較的ゆるく結合した低密度 $0.17\mathrm{fm}^{-3} \equiv \rho_0$ のフェルミ液体である。このときの平均核子間隔（$\bar{r} \sim 1.8\mathrm{fm}$）は核子間の斥力芯の長さだけでなく 1 パイ中間子交換力のレインジ (約 1.4 fm) よりも長い。パイ中間子交換力がテンソル力を生むのはパイ中間子が擬スカラー粒子のためである。パイ中間子の質量が他のハドロンに比較して格段に小さいことを反映して原子核物質が飽和する密度は ρ_0 と低くなる。密度依存性が生まれるのは核子間のパウリ原理のためである[4]。パイ中間子が軽い擬スカラー粒子であるのは QCD の持つカイラル対称性の自発的破れに伴う南部-ゴールドストーンボソンだからである。このことは原子核の存在（すなわち、われわれの存在）およびその性質が QCD の基本的性質の一つであるカイラル対称性の反映であることを示唆している。

このように見てみると原子核を含むハドロンの世界の特性に対して QCD の持つカイラル対称性とその動的な破れが支配的役割を果たしていることが分かる。そして重大なことは、温度や密度が上昇すると非閉じ込め相転移およびカイラル対称性の回復の相転移が起こり得るということである。それは格子 QCD シミュレーション [10] や有効模型 [1, 11, 12, 13, 2] の計算で示されている。

3　有限核でのカイラル対称性の部分的回復についての研究

さて、物性物理学や原子核物理学などの多体系の物理学が教えることは、相転移が二次あるいは弱い一次相転移の場合、オーダーパラメータのゆらぎに結合したモードがソフト化する [14]。カイラル相転移の場合、それは $\langle (:\bar{q}q:)^2 \rangle$ であり、それはアイソスカラーで $J^{PC} = 0^{++}$ の量子数を持った中間子である [1, 2, 15]：この中間子は歴史的にシグマ中間子と呼ばれるているものと同定してよい[5]

[4] 軽い原子核で普遍的に見られるアルファクラスターもテンソル力とパウリ原理の協力効果として理解できることが示される。

[5] シグマ中間子のポールの検証とその解釈およびその SU(3) nonet のかたわれである κ 粒子については [16, 17, 18] を参照。集団モードとしてのシグマ中間子のハドロン物理学における役割については [9] を参照。

3.1　シグマ中間子のチャンネルでのスペクトル関数の「ソフト化」

有限核でのカイラル対称性の可能な部分的回復およびシグマ中間子の検証を目的として、有限核にシグマ中間子を創生する実験が提案された [19, 9]。自由空間でシグマ中間子を同定することは簡単なことではないが、カイラル対称性が部分的に回復している可能性のある原子核中ではより明確にこの同定が行われ得るかもしれない [19, 9]。

しかしながら、一般に有限密度系にハドロンを作ったとき、そのハドロンがその同一性を保持するとは限らない。 まわりの粒子と強く相互作用し「分解」し得るからである。そもそも、シグマ中間子の場合、自由空間でも $\sigma \leftrightarrow\ 2\pi$ の過程を含めなければ、その記述は現実的ではないことにも注意しよう。このような場合、物理的に意味のある観測量はスペクトル関数 $S(\omega, q)$ である。これは、そのハドロンと同じ量子数およびエネルギー ω と運動量 q を系に与えたときに、系の応答を与える応答関数の虚部に等しい。

最近、CHAOS グループ [20] は質量数 A が 2 から２０８わたる原子核を標的とする反応 $M^A_{\pi^+\pi^\pm}$ から得られる $\pi^+\pi^\pm$ の不変質量のスペクトルを計測し、次のような興味深い結果を得ている：$A = 2$ のとき、すなわち重陽子が標的の場合、$M^A_{\pi^+\pi^-}$ が $2m_\pi$ 閾値付近ではスペクトル関数はほとんど 0 に等しいが、A の増大に伴い、$I = J = 0$ チャンネルでは劇的に増大する。このような増大は $\pi^+\pi^+$ 対にたいしては見られない[6]有限密度系でのカイラル対称性の回復に伴い、このようなスペクトル関数の増大が期待できることが、簡単な線形シグマ模型による計算にもとづき初田、清水および国広 (HKS) によって指摘された [22]。彼らは、カイラル対称性が回復していくとき、シグマ中間子の質量の減少に対応するスペクトル関数のソフト化に伴い、$2m_\pi$ の閾値付近でスペクトル関数が顕著に増大することを示した。興味深いことは、この増大がカイラル対称性の比較的わずかな回復によっても見られることである[7]。しかし、一方で CHAOS グループのデータを真空の可能な変化に依拠せず、全く多体論的効果のみによって説明できるという主張もある [24]。さらに、Crystal Ball グループ [25] と CHAOS グループの間にスペクトル関数の閾値付近での増大の実験的な存在自体についても論争があった。これらの論争の決着を見るためにはまず、他のプローブ、たとえば、より透過能の大きいガンマ線を入射粒子とし、$2\pi^0$ や 2γ を計測する実験が有効である [2, 22]。実際、ガンマ線を入射粒子とし、$2\pi^0$ を計測する実験が TAPS グループにより行われ、より明確な形でのシグマチャンネルでのスペクトル関数のソフト化を示している [26]。

有限の運動量移行を伴う反応の場合、有限密度で起こる scalar-vector 混合による軽粒子対を計測することも意味がある [9]。さらに、(d, t) あるいは (d, ^{3}He) 反応は入射束が大きいので、可能なシグマ中間子的原子核 (σ mesic nuclei)、の生成に使えるかもしれない [27]。

その後、HKS の仕事 [22] はカイラルダイナミックスと N/D 法 [28] を有限密度・温度の場合に拡張することで基礎付けされるとともに、カイラル対称性の部分的な回復に伴い、スカラーとベクターの両チャンネルで同時にスペクトル関数のソフト化が起こることが横

[6]この実験は核媒質中での π-π 相関 [21] を探求するのが動機であった。

[7]カイラル対称性の回復に伴う $2m_\pi$ の閾値付近でスペクトル関数の顕著な増大は、有限温度の場合にはすでに示されていた [23]。

川 [29] らによって示された。

3.2 有限核中でのカイラル対称性の回復に関連するその他の実験

深く結合したパイ中間子原子核 その存在自体が興味深いだけでなく、深く結合したパイ中間子原子核は核内深部のハドロン間相互作用を探る格好の手段として有用でもある。最近、実験的に導き出された異状に大きい強い相互作用による斥力方向のエネルギーのずれ [30] は媒質中でのパイ中間子崩壊定数 $f_\pi^*(\rho)$ の減少に帰着できるという議論がある [31, 30, 34][8]: $f_\pi^*(\rho)$ はカイラル転移のオーダーパラメータとみなしてよいので、これは有限核中でのカイラル対称性の部分的回復のもう一つの証拠かもしれない。理論的に興味深い点は $f_\pi^*(\rho)$ の減少は媒質中でのパイ場の「波動関数くりこみ」[33, 34] に関係しているということである。このことは、CHAOS 実験の解釈に関連して慈道ら [35] によって指摘されていた。

ベクターチャンネルでの現象 高温・高密度でのカイラル対称性の（部分的）回復の証拠とみなせる現象はスカラーチャンネルだけでなく、ベクターチャンネルでも存在する；一つは CERES グループの見つけた高エネルギーイオン衝突により創成される物質から放出される軽粒子対のスペクトルの 400 から 600MeV 領域に見られる収量の異状な多さであり [36]、もう一つは KEK での陽子-核反応により核中に生成されたベクトル中間子からの崩壊物として観測される、やはり、軽粒子対のスペクトルのソフト成分の有意な存在である [37]。これに関係した理論的な研究については [38] を参照。

ストレンジネスの関係した現象 J-PARC に関係した話としては、ベクターチャンネルでは媒質中での可能なカイラル対称性の部分的回復に関係して、ϕ 中間子や K^* 中間子の振る舞いが興味深い。

また、K 中間子と核媒質との相互作用については K 中間子凝縮の可能性が指摘されて以来の研究の蓄積 [39] があり、また、岩崎らの K 中間子原子のエネルギーシフトについての明快な実験 [40] も存在する。K^--陽子間の強い引力はカイラルダイナミクスに基いた計算 [41] によっても示されていた。赤石-山崎の予言する強結合した K 中間子原子核の存在可能性 [42] は次の意味で重要である：

1. 核媒質中でのカイラルダイナミクスの試金石を与える。
2. 標準核密度 ρ_0 を大きくかけ離れた高密度でのハドロン物質を地上で実現し、これまで大幅な外挿でしか議論できなかった中性子星の内部構造などの物理に確固とした足場を与える。
3. 予言されるほどの密度であれば、カイラル対称性が回復したハドロン物質が実現している可能性があるだろうし、もしかしたらクォーク物質が地上で実現す

[8] 有限密度系において $f_\pi^*(\rho)$ が減少していると議論はカイラルダイナミクスにもとづいて [32, 33] で議論されている。

るかもしれない。すると、中性子星物質だけでなく中性子星内部の可能なクォーク物質やクォーク星の物理に対する情報が地上の実験で得られることになる[9]

4　結語

有限密度系でのハドロンダイナミクスはカイラル対称性や背景にある QCD の相転移に関係して興味深い。特に、ストレンジネスが関係したものとしては、ここで紹介したものだけでなく、カイラルアノマリーに関係した物理にも注意を向けるべきである。それは η や η' 中間子の物理的成分に関係している；これらの中間子はベクトル中間子 ω や ϕ と違って、アノマリーのために「理想混合」からずれていし、また、グルーオンとも混合している。原子核を舞台に η や η' 中間子の振る舞いからグルーオンセクターの興味深い物理が引き出せるかもしれない。また、一般に有限密度系では [44, 45] で強調されたように、スカラー $\bar{q}q$ とベクターチャンネル $\bar{q}\gamma^0 q$ の相関が混合する。したがって、核媒質のカイラルな性質を調べるには常に、スカラーとベクターの混合の問題を考慮に入れることが重要であることを指摘して結語とする。

この研究は文部科学省の科学研究費補助金（課題番号 14540263) の助成を受けている。

補遺：$U_A(1)$ 問題

$U_A(1)$ 問題とは以下のように説明される [6]。フレーバーの数を 3 とする。古典的 QCD ラグランジアンはクォークの質量のない場合、$U_L(3) \otimes U_R(3)$ 不変である。この変換の生成子の数は $2 \times (1+8) = 18$ 個である。現実の QCD の真空はカイラル対称性が自発的に破れて $U_V(1) \otimes SU_f(3)$ の対称性のみを有している。ここで、破れた対称性の生成子の数は $1+8=9$ 個である。したがって、この生成子による「回転」の自由度に対応した 9 個の NG ボソンが存在するはずである。その「回転」は γ_5 を伴なうのでそのボソンはすべて擬スカラーである。現実の世界の擬スカラーの軽いボソンの数を数えてみよう。

$$
\begin{aligned}
\pi\text{中間子}\ (140); \pi^{\pm}, \pi^0 &\quad \cdots \quad 3\ \text{個} \\
K\ \text{中間子}\ (500); K^{\pm}, K^0, \bar{K}^0 &\quad \cdots \quad 4\ \text{個} \\
\eta\quad \text{中間子}\ (550); \eta &\quad \cdots \quad 1\ \text{個},
\end{aligned}
\tag{A.1}
$$

計 8 個である。**1 個足りない!** 9 番目の擬スカラーの粒子が $\eta'(960)$ である。ここで、括弧の中の数字は MeV 単位での質量である。NG ボソンがカレントクォーク質量のために 960 MeV という大きな質量を有するということがあり得るだろうか？答えは否である。というのは、Weinberg の分析によると [6]、あらわなカイラル対称性のかめに η' が獲得し得る

[9]この研究会報告を準備しているうちに、赤石-山崎原子核が生成された証拠を発見したとの報告が発表された [43]。

質量には

$$m_{\eta'} \leq \sqrt{3} m_\pi, \tag{A.2}$$

という制限が得られるからである。そこで、次の問題が生まれる；
なぜ η' はこんなに重いのか？ あるいは、**9** 番目の **NG** ボソンはどこに行ったのか？
既存の 8 個の NG ボソンは $SU_L(3) \otimes SU_R(3)$ 対称性の自発的破れに対する NG ボソンであり、残った 9 番目の NG ボソンは 1 次元のアキシャル変換に対応するのでこの問題を $U_A(1)$ 問題という。

この問題の解決は問題設定が間違っている!と宣言することで得られる。古典場理論としての QCD ラグランジアンから得られるシングレットの軸性カレント（$U_A(1)$ カレント）のダイバージェンスは

$$\partial_\mu(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5 q) = i\sum_i 2m_i\bar{q}_i\gamma_5 q_i, \tag{A.3}$$

となる。ここで、$i = u, d, s, \ldots$ はフレーバーを走る。　これはカレント質量 m_i がゼロになる極限（カイラルリミット）で $U_A(1)$ カレントが保存カレントになることを示している。したがって、カイラル対称性が破れるとシングレットの NG ボソンが存在することになりそうである。ところが、量子場の理論としては Eq. (A.4) は誤りなのである。量子場の理論としては次の式に置き換えられる；

$$\partial_\mu(\bar{q}\gamma^\mu\gamma_5 q) = i\sum_i 2m_i\bar{q}_i\gamma_5 q_i + 2N_f\frac{g^2}{32\pi^2}F\cdot\tilde{F}. \tag{A.4}$$

グルオン場に依存した右辺の最後の項がカイラルアノマリーである。ここで、$\tilde{F}^{a\mu\nu} \equiv 1/2\cdot\epsilon^{\lambda\rho\mu\nu}F^a_{\lambda\rho}$ は $F^a_{\lambda\rho}$ の双対場である。つまり、古典的ラグランジアンの持つ対称性から議論を出発させたのがそもそもの間違いである。量子場の理論としては QCD はカイラルアノマリーのために $U_A(1)$ 対称性を持っていない。したがって、もとの対称性は $U_V(1)\otimes SU_L(3)\times SU_R(3)$ である。これに応じて、カイラル対称性の自発的破れによって出現する NG ボソンは 8 個であり、実際そうなっている。

参考文献

[1] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **74** (1985), 765; Phys. Rev. Lett. **55** (1985), 158; Phys. Lett. **B185** (1987), 304.

[2] T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rep. **247** (1994), 221.

[3] G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rep. **269**, 333 (1996).

[4] T. Kunihiro, A. Hosaka and H. Shimizu ed. Prog. Theor. Phys. Suppl. **149** (2003).

[5] CP-PACS, Phys. Rev. **D65** (2002), 054505.

[6] S. Weinberg, "The Quantum Theory of Fields II", Chap. 19, (Cambridge, 1996)

[7] M. Bando, T. Kugo and K. Yamawaki, Phys. Rep. **164** (1988), 217;
M. Harada and K. Yamawaki, Phys. Rep. **381** (2003), 1.

[8] T. Morozumi, C. S. Lim and I. Sanda, Phys. Rev. Lett. **65** (1990), 404; M. Uehara, Prog. Theor. Phys. **110** (2003), 769, およびそこで引用されている論文。

[9] T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. Supplement **120** (1995), 75.

[10] F. Karsch, Lect. Notes in Phys. **583** (2002), 209 (`hep-lat/0106019`).

[11] V. Bernard, Ulf G. Meissner, I. Zahed, Phys. Rev. Lett. **59** (1987), 966.

[12] M. Asakawa and K. Yazaki, Nucl. Phys. **A 504** (1989), 604.

[13] E. G. Drukarev and E.M. Levin, Nucl. Phys. **A511** (1990), 679; R. Brockmann and W. Weise, Phys. Lett. **B367** (1996), 40.

[14] P. W. Anderson, *Basic Notion of Condensed Matter Physics* (Benjamin, California, 1984);
for an example in nuclear physics, T. Kunihiro, Prog. Theor. Phys. **65** (1981), 1098.

[15] T. Hatsuda and T. Kunihiro, the proceedings of IPN Orsay Workshop on Chiral Fluctuations in Hadronic Matter, September 26- 28, 2001, Paris, France, `nucl-th/0112027`.

[16] N. A. Törnqvist and M. Roos, Phys. Rev. Lett. **76** (1996), 1575;
M. Harada, F. Sannino and J. Schechter, Phys. Rev. **D54** (1996), 1991; S. Ishida et al., Prog. Theor. Phys.**98** (1997), 1005; J. A. Oller, E. Oset and J. R. Peláez, Phys. Rev. Lett. **80** (1998), 3452; G. Mennessier, Z. Phys. **C16** (1983), 241; E. Van Beveren et al., Z. Phys. **C30** (1986), 615; S. Minami, Prog. Theor. Phys. **81**(1989), 1064.
t-チャンネルの役割についての論争：
N. Isgur and J. Speth, Phys. Rev. Lett. **77**, (1996), 2332; N. A. Torngvist and M. Roos, *ibid* **77** (1996), 2333, K. Igi and K. Hikasa, Phys. Rev. **D59** (1999), 034005.
また、G. Colangelo, J. Gasser, H. Leutwyler, Nucl. Phys. **B603** (2001),125; Z. Xiao and H. Zheng, Nucl. Phys. **A695** (2001),273、も参照。

[17] The proceedings of Workshop at Yukawa Institute for Theoretical Physics, "Possible Existence of the σ-meson and Its Implications to Hadron Physics", KEK Proceedings 2000-4, (2000), ed. by S. Ishida et al.

[18] グルーボールも含めたスカラー型ハドロンについての総合報告としては次のものが比較的よくまとまっている：F. E. Close and A. Törnqvist, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **28** (2002), R248.

[19] T. Kunihiro, talk presented at Japan-China joint symposium, " Recent Topics on Nuclear Physics", Tokyo Institute of Technology, 30 Nov - 3 Dec, 1992, (nucl-th/0006035).

[20] F. Bonutti et al. (CHAOS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **77** (1996), 603; Nucl. Phys. **A677**, (2000), 213.

[21] P. Schuck, W. Norönberg and G. Chanfray, Z. Phys. **A330**(1988), 119; G. Chanfray, Z. Aouissat, P. Schuck and W. Nörenberg, Phys. Lett. **B256** (1991), 325. Z. Aouissat, R. Rapp, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Nucl. Phys. **A581** (1995), 471; R. Rapp, J. W. Durso and J. Wambach, Nucl. Phys. **A596** (1996), 436.

[22] T. Hatsuda, T. Kunihiro and H. Shimizu, Phys. Rev. Lett. **82** (1999), 2840.

[23] S. Chiku and T. Hatsuda, Phys. Rev. **D58** (1998), 076001; M. K. Volkov, E. A. Kuraev, D. Blaschke, G. Roepke and S. M. Schmidt, Phys. Lett. **B424** (1998), 235.

[24] Z. Aouissat, R. Rapp, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Nucl. Phys. **A581** (1995), 471; R. Rapp, J. W. Durso and J. Wambach, Nucl. Phys. **A596** (1996), 436; R. Rapp et al, Phys. Rev. **C 59** (1999), R1237; M. J. Vicente-Vacas and E. Oset, Phys. Rev. **C60** (1999), 064621; however, see also Z. Aouissat, G. Chanfray, P. Schuck and J. Wambach, Phys. Rev. **C61** (2000), 12202.

[25] A. Starostin et al, Phys. Rev. Lett. **85** (2000), 5539.

[26] J. G. Messchendorp et al, Phys. Rev. Lett. **89** (2002), 222302.

[27] S. Hirenzaki, H. Nagahiro, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Nucl. Phys. **A710** (2002), 131.

[28] G. F. Chew and S. Mandelstam, Phys. Rev. **119** (1960), 467:
K. Igi and K. Hikasa, Phys. Rev. **D59** (1999), 034005.

[29] K. Yokokawa, T. Hatsuda , A. Hayashigaki and T. Kunihiro , Phys. Rev. **C66** (2002), 022201.

[30] T. Yamazaki et al, Phys. Lett. **B418** (1998), 246; H. Gilg et al., Phys. Rev. **C62** (2000), 025202; K. Itahashi et al, Phys. Rev. **C62** (2000), 025202.

[31] W. Weise, Acta Phys. Polon. **B31** (2000), 2715;
P. Kienle and T. Yamazaki, Phys. Lett. **B514** (2001),1.

[32] V. Thorsson and A. Wirzba, Nucl. Phys. **A589** (1995), 63; A. Wirzba and V. Thorsson, `hep-ph/9502314`;
A. Wirzba, Prog. Part. Nucl. Physics, **50** (2003), 217.

[33] U. Meissner, J. A. Oller and A. Wirzba, Ann. Phys. **297** (2002), 27; J. A. Oller, Phys. Rev. **C65** (2002), 025204.

[34] E. Kolomeitsev, N. Kaiser and W. Weise, Phys. Rev. Lett. **90** (2003), 092501.

[35] D. Jido, T. Hatsuda and T. Kunihiro, Phys. Rev.**D63** (2001), 011901.

[36] G. Agakichiev et al., Nucl. Phys. **A661** (1999), 23; J. P. Wessels et al, Nucl. Phys. **A715** (2003),262c.

[37] K. Ozawa et al., Phys.Rev.Lett. **86** (2001), 5019.

[38] R. D. Pisarski, Phys.Lett. **B110** (1982),155; G. E. Brown and M. Rho, Phys. Rev. Lett. **66** (1991), 2720; T. Hatsuda and S.-H. Lee, Phys. Rev. **C46** (1992) ,34.

[39] 分かりやすい講義ノートとして、K. Kubodera, J. Korean Phys. Soc.**26** (1993), S171.

[40] M. Iwasaki et al, Phys. Rev. Lett. **78** (1998), 3067.

[41] T. Waas and W. Weise, Nucl. Phys. **A 625** (1997), 287.

[42] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. **C65** (2002), 044005;
Y. Akaishi, A. Dote and T. Yamazaki, Prog. Theor. Phys. **149** (2003), 221.

[43] M. Iwasaki et al., `nucl-ex/0310018`.

[44] T. Kunihiro, Phys. Lett. **B271** (1991), 395; see also , "CONFINEMENT 2000", ed. by H. Suganuma et al, (World Scientific, 2001) p.287; `hep-ph/0007173`.

[45] Y. Hatta and T. Ikeda, Phys. Rev. **D67** (2003), 014028.