

ハドロン物理の将来

ハドロンワーキンググループ¹

1 序

1.1 はじめに

1930 年の中性子発見、1947 年の π 中間子発見を皮切りにこれまでに 140 種類以上のバリオンの、180 種類以上のメソンが発見されてきた。これら数多く発見されてきたハドロン (バリオンとメソン) の特性を如何に理解していくのかという問いに応えるべく導き出されたモデルが構成子クォーク模型 (constituent quark model) である。この構成子クォーク模型は群論であるフレーバー SU(3) を使い、ストレンジクォークを含むハドロンを美しく分類することに成功、ハドロン形成の背後に存在する対称性の存在を明らかにしてきた。さらに、構成子クォーク間に有効引力ポテンシャルとカラースピン相互作用を導入することで、チャームクォーク、ボトムクォークまで含む実に様々なハドロンのスペクトルが再現できる。このように、構成子クォーク模型はハドロンの性質の理解に大きな成功を収めて来たと言える。

しかしながら、ハドロンの励起状態の中には単純な構成子クォーク模型では理解できない物も多数見つかっている。 σ , κ , $a_0(980)$, $f_0(980)$ 等のスカラーメソンの内部構造や、負パリティバリオンの質量スペクトルの問題、核子の動径励起状態である $N(1440)$ の内部構造の問題については様々な理論的アプローチがあるものの実験データによる決着を付けられていない。また、構成子クォーク模型では存在を予言されているが、未だ実験的に確認されていない励起バリオンも数多くあり、構成子クォークはもはやハドロンスペクトル全体に現れる普遍的なものではなく、ある限られた条件の下での有効自由度と考えられ、ハドロン描像の再構成が必要となってきた。さらに、量子数を構成するのに 4 個以上のクォークが必要なマルチクォーク状態が存在するのかどうかはカラーの閉じ込め機構と密接に関連した重要な問題である。このようにどのエネルギーにどのような特徴を持ったハドロンが存在するかを明らかにし、その背後にある閉じ込めの機構を解明することは現在のハドロン物理の最重要課題である。そのために、ハドロンスペクトルの大域的構造だけでなく、特徴的なハドロンの性質を調べあげることで、ハドロン内部構造や相互作用を記述する上での有効自由度は何かを個々のハドロンで明らかにし、その有効自由度を決定するメカニズムを解明していく必要がある。

一方で、ハドロン間相互作用は、現象論的な中間子交換模型やカイラル摂動論等の低エネルギー有効理論 (あるいは有効模型) などを用いて記述されてきた。カイラル有効理論は量子色力学 (QCD) の低エネルギー有効理論として確立し、さまざまなハドロン反応の記述に応用されるだけでなく、低エネルギー定理を内包するため QCD の基本物理量であるクォーク質量やカイラル凝縮をハドロン観測と関係づけ、それらの現象論的な値の決定に寄与してきた。近年、カイラル有効理論は、核子間

¹e-mail address: ml-hadron@rcnp.osaka-u.ac.jp

相互作用にも応用され、核子-核子散乱の位相差など定量的にかなりよく再現ができています。これらの成功により、核力の現代的記述の基礎を与え、ハイペロンを含む一般化された核力への応用として発展している。また、カイラル有効理論に基づく核物質の記述や核物質中の中間子の性質など核子多体系へも応用され成功を収めつつある。

このように、カイラル対称性の自発的あるいは動的な破れという現象に基礎づけられたカイラル有効理論によって、ハドロン動力学は記述され理解されようとしている。しかしながら、我々はカイラル対称性の自発的破れの機構を完全に理解するに至っていない。そもそも、 π 中間子の質量の説明やカイラル動力学の成功があるにしても、我々はカイラル対称性が実際に自発的に破れているという実験的確認を得ていない。その疑問に答えるためには、対称性の自発的破れが相転移現象である事に注目し、環境変化に伴う自発的破れの応答の変化を確認する必要がある。つまり、温度や密度の異なる環境下で対称性の回復を確認するか、回復をさせないまでも部分的に回復している証拠を提示することで、真空中での対称性の自発的破れを実証することができる。それらを示すためには、秩序変数であるカイラル凝縮が原子核中で減少している証拠を得て、その減少の効果が普遍的にさまざまな系で見えることを系統的に確認する必要がある。具体的には、真空中のハドロン反応や原子核中のハドロンスpektrum、原子核からのハドロン生成を丹念に調べ、ハドロン間相互作用を実験的に明らかにしていくこと、さらにはハドロン物理量を QCD と関連づける理論の整備が必要である。

これらの疑問にヒントを与える実験結果が近年発表されてきた。そのひとつは、2003 年 SPring-8/LEPS におけるペンタクォークバリオン候補の発見、さらには Belle/KEKB で大量に生成された B 中間子崩壊の中から発見されたテトラクォークメソン候補の発見などである。また、メソンやバリオンを構成要素とする、メソン-メソン束縛状態やメソン-バリオン束縛状態等、これまでの枠組みを超えた新たなハドロン共鳴の可能性も多く指摘されてきている。GSI を中心に行われている π 中間子原子スペクトルの精密測定では、 π 原子核散乱長の増大が観測され、それを元にカイラル凝縮の減少の示唆されてきている。

本レポートでは、ハドロン物理の目標を再確認するべく、その背後に存在する物理は何であるのか？に注目し議論を展開する。

1.2 ハドロン物理の目標

自然界の4つの力のうちハドロンや原子核に働く力は「強い相互作用」である。さらにハドロンや原子核の構成要素であるクォーク・グルーオンを支配する法則は「量子色力学 (Quantum Chromodynamics; QCD)」である。量子色力学において、クォークは3つの色電荷 (カラートリプレット) をもち、グルーオンは8つの色電荷 (カラーオクテット) をもつ。その結果、局所的ゲージ対称性によって色電荷をもつもの同士にグルーオンが交換されて強い力が生じる。QCD の基本方程式は簡単に書くことができるにもかかわらず、QCD のもたらす現象はエネルギースケールによって大きく様相を変える。高エネルギーにおいては漸近的自由性によって QCD の結合定数は小さく、クォークとグルーオンのダイナミクスを摂動的に理解することができる。一方、低エネルギーにおいては結合定数が大きくなるために非摂動的な現象が現れる。現代ハドロン物理における重要な研究テーマは、低エネルギー QCD のもたらす非摂動的な現象であり、実際の世界では複雑に絡み合っている。QCD における3つの対称性-カラー対称性・カイラル対称性・フレーバー対称性-に対応して様々な低エネルギー現象が知られている。それぞれの対称性に深く関わる次の問題、(1) カラーの閉じ込め機構、(2) カイ

ラル対称性の自発的破れに伴うハドロンの質量獲得機構、(3) ストレンジネス・チャーム・ボトムに至るフレーバーフロンティアの拡張、の3つの問題を中心としてハドロン物理の現状を整理するとともに10年後に問題としているべき研究課題について議論する。そしてエキゾチックハドロンあるいはハドロン多体系の物理に現れる階層構造の可能性について展望を示して、最後にハドロン物理と格子QCDとの関連性を述べる。

1.2.1 “ カラー閉じ込め ”と“ ハドロンの階層構造 ”

低エネルギーにおいてQCDはどのような姿を現しているのだろうか。閉じ込め相では全てのオブジェクトは色電荷をもたないのでグルーオンの直接的な交換は存在しない。では色電荷をもたないハドロンや原子核において強い相互作用はどのように生じるのだろうか。そもそもQCDのどのような機構によってハドロンや原子核のようなカラーシングレットのオブジェクトは出来上がるのだろうか。今知られているハドロン以外にもカラーシングレットのオブジェクトは存在するだろうか。現代のハドロン物理の大きな目標の一つはカラーシングレットのオブジェクトに対するQCDの役割を明確にすることである。ハドロン物理において最も理解が進んでいるのはカイラル対称性の自発的破れである。もともとQCDに含まれる裸のクォークの質量(カレント質量)は、アップ、ダウン、ストレンジクォークについてそれぞれ $m_u \sim 3 \text{ MeV}$, $m_d \sim 5 \text{ MeV}$, $m_s \sim 100 \text{ MeV}$ 程度であり、これは核子の質量 940 MeV に比べて遥かに小さい。さらに裸のアップ、ダウン、ストレンジクォークのカレント質量がQCDの典型的なスケールである $\Lambda_{QCD} \sim 200\text{--}400 \text{ MeV}$ に比べても小さいので、本質的には裸のアップ、ダウン、ストレンジクォークはゼロ質量であると見なすことができる。したがって、核子がこれら3つの裸のクォークだけで構成されているとナイーブに考えると、核子の大きな質量を説明することができない。この質量獲得機構を説明する考え方がカイラル対称性の自発的破れである。ゼロ質量のフェルミオンは光速で走っているので、左巻きと右巻きの状態は混じらない。これをカイラル対称性という。しかし、QCD真空は低エネルギーであるためにクォーク同士の力が強く働いて、クォークと反クォークが対を形成してクォーク凝縮を起こす。このときカイラル対称性は失われる(カイラル対称性が自発的に破れる)。このためクォークはゼロ質量ではなくなり有限の質量をもつ。このように相互作用によって質量を獲得したクォークをダイナミカルなクォークと言い、その質量は $m_u \sim 400 \text{ MeV}$, $m_d \sim 400 \text{ MeV}$, $m_s \sim 500 \text{ MeV}$ 程度であると考えられる。このダイナミカルクォークを構成子とすると核子の質量がほぼ再現できる。また、構成子クォーク間相互作用として、現象論的に閉じ込めを考慮したポテンシャルを仮定することで核子だけではなく、基底状態のハドロン性質がよく再現されるとともに、いくつかの励起状態のハドロンの性質も再現することに成功した。これが構成子クォーク模型(Constituent Quark Model; CQM)という考え方である。CQMでは構成子クォークは閉じ込めポテンシャルによって閉じ込められているとされ、漸近状態としては現れない。このモデルでは、SU(3)フレーバー対称性とSU(2)スピン対称性を含むSU(6)対称性によって、多くのハドロンの基底状態の性質(質量、スピン・パリティなど)について実験事実をよく再現することができるということが広く知られている。しかし、 $\Lambda(1405)$ に代表されるようなハドロンの励起状態については必ずしも再現することはできない。またCQMで予言されているが未だ発見されていない励起状態も数多く存在する。これらの問題点はCQMで表現される“ constituent quark ”がハドロンを記述する有効自由度として適切ではないのか?それとも、励起状態において、新しい有効自由度が発現したためにCQMが適応できなかったのか?そもそも有効自由度など存在しないのか?という未解決の

基本的な問題につながる。一方で、漸近的によく定義された基底状態のハドロンを基本自由度と見なして、ハドロンの構造や相互作用を記述する枠組み（ここではハドロンモデル (Hadron Model; HM) と呼ぶ）が存在する。基底状態のハドロンは基本粒子と見なされ、これらの相互作用によって励起ハドロンなどの様々な状態がダイナミカルに生成されたと考える。実際、 $\Lambda(1405)$ ある $f_0(600)$, $f_0(980)$, $a_0(980)$ はそれぞれ反 $K - N$ と $\pi - \Sigma$ あるいは $\pi - \pi$, $\bar{K} - K$ 散乱による束縛状態/共鳴状態と見なされ、実験事実をよく再現することが知られている。いずれにせよ、CQM あるいは HM の成功の裏に、ハドロンの構造と相互作用を理解する上で、低エネルギーで有効な自由度が存在する可能性を示唆するものがあることは間違いない。有効自由度が現れる機構は QCD によって完全に解明されているわけではないが、ここで重要なことは、低エネルギーのあるスケールにおいてクォーク・グルーオンの世界とハドロンの世界との間に低エネルギー有効自由度による物質階層が出現している可能性が示唆されることである。近年のペンタクォークやテトラクォークの候補の実験観測による発見は、ハドロン内部有効自由度について、さらにその背後に潜むカラー閉じ込め機構の起源探求を進めるための突破口となるハドロン物理にとって重要な進展である。

1.2.2 ハドロンの質量獲得機構の探求

先に述べたようにハドロンの質量のほとんどの部分は、カイラル対称性の自発的な破れに伴い出現するクォーク凝縮との相互作用によりダイナミカルに獲得されるものである。この質量の起源とも言うべきクォーク凝縮の値は、QCD 真空中に比べ有限密度・有限温度の環境下で減少することが理論的に予想されている。いうなれば、ハドロンの質量は有限密度・有限温度の環境下で減少するということを示唆している。この現象を系統的に研究することはハドロン物理にとって重要な課題である。また、QCD に立ち戻るとカイラル対称性の自発的な破れを引き起こす力はグルーオンであることは疑いようがない。しかし、グルーオンがどのようにカイラル対称性の破れを引き起こすのかはほとんど解明されていない。今後はカイラル対称性に基づく議論のみならずグルーオンがどのようにハドロンの質量を与えているのかを研究する必要があるだろう。グルーオンに着目することによって閉じ込めの解明にも繋がる可能性がある。

1.2.3 フレーバーフロンティアの拡張：

ストレンジネスクォークからチャーム・ボトムクォークへの拡張

これまでの議論はアップ・ダウン・ストレンジクォークの世界、すなわちフレーバー SU(3) 対称性に注目した議論をしてきた。ここで、近年 KEK の Belle で数多く発見されてきたチャームクォーク・ボトムクォークを含むテトラクォーク候補の発見を契機とするチャームクォーク・ボトムクォークを含むようなエキゾチックハドロンについて考えてみる。QCD の非相対論的な議論によると、ハドロンの内部構造を決めるスピン・カラー相互作用はクォークの質量 m_q の逆数の 2 乗 $1/m_q^2$ に比例する。このように、重いクォークについてはスピンの変化は質量の逆数の強さで抑制されるので、重いクォークを含むハドロンのスペクトロスコピー（スピン splitting など）は軽いクォークだけを含むハドロンのスペクトロスコピーと大きく異なっている可能性がある。重いクォークを含むハドロンのスペクトロスコピーの変化が閾値付近で起きるとき、ハドロンの質量が閾値よりも下に潜り込むことによって崩壊チャンネルが閉じるかもしれない。したがって、重いクォークの世界には新しいエキゾチックハ

ドロンが存在する可能性がある。これは、チャーム・ボトムクォークを通してエキゾチックハドロンの世界をより深く理解するための突破口が開ける可能性を示唆するものである。チャーム・ボトムクォークは大きな質量をもつために、この質量を典型的なエネルギースケールとしてQCDの有効理論(HQET, NRQCD, pNRQCDなど)の構築が行われてきた。これらの有効理論を使うことで、重いクォークを含むハドロンについてクォーク・グルーオンのダイナミクスを議論することが可能となる。重いクォークを含むエキゾチックなハドロンおよびハドロン多体系の構造をクォーク・グルーオンレベルから解明することが今後の重要な課題となるだろう。

1.2.4 構成子クォークーハドロンーエキゾチックハドロンからエキゾチック原子核へ

以上の問題はハドロンの内部自由度が何であるか、内部自由度がどのような相互作用をするのかに関する問題であった。つまりクォーク・グルーオンの自由度からどのようにカラーシングレットのオブジェクトについての低エネルギー有効自由度が導かれるかについての議論であった。カラーシングレットのオブジェクトの存在はそれ自体興味深いものの、さらにシングレットのオブジェクト同士が相互作用することによってどのような少数多体系を生み出すことができるのか、そしてどのような新しい集団励起モードあるいはクラスター構造が生成されるのか、ということも今後挑戦すべき研究テーマである。従来、核子あるいはハイペロン同士の相互作用によって原子核あるいはハイパー核が生み出されることが知られてきた。これらはいわばバリオンの少数多体系である。さらに一般的にバリオンのみならずメソンも含むハドロン同士は強い相互作用をすることを考えると、ハドロンの集合体としてハドロン多体系が存在する可能性が伺える。実際に、反K中間子が深く束縛した原子核(反K中間子原子核)は、原子核において今まで考えられてこなかった深い束縛エネルギーをもつクラスター構造が生成される可能性を示唆している。一般に、ハドロン少数多体系はどのようなものが存在するのだろうか?ハドロン多体系は、通常原子核やハイパー核とどのように繋がっているのだろうか?このようなハドロンの多様な物質の世界を理解することによって、低エネルギーの世界における強い相互作用の本質を明らかにして、クォークからハドロン、さらにハドロンからハドロン少数多体系までの重層的な階層構造を解明することが今後のハドロン物理の大きな目標になるだろう。ハドロンの励起状態の物理の大きな特徴は、いろいろなモードについて様々な結合チャンネルを考慮しなければならないことである。これが励起状態の複雑さを生み出している一つの原因である。一方、原子核も様々なモードが絡んだ複雑な量子系であることが知られている。その結果として原子核において多様な励起モードや集団モード、クラスター構造が生成されることが原子核物理の豊富さの一つの源となっている。このように複数のチャンネルが結合して多様性を生み出すという意味では、ハドロン物理と原子核物理は一つの共通点をもっている。(どちらも基本的な力は強い相互作用なので当然である。)ただし、大きく異なる点は、ハドロン物理においては粒子の保存は成り立たず、粒子の変換も含めたチャンネルが絡み合うことである。このようなハドロンの少数多体系について、今まで知られていなかった励起モードや集団モードあるいはクラスター構造などが形成されて、新しい物質構造が浮かび上がるであろうことは想像に難くない。様々なスペクトロスコピーを得ることはハドロン同士の相互作用について重要な情報を与える。今後は、ハドロン少数多体系における様々な粒子変換と様々なモード結合を理解し、低エネルギーQCDにおいて強い相互作用が生み出す新しい世界を解明することが、ハドロン物理の一つの重要な課題になるであろう。

1.2.5 QCD直接計算（格子QCD）とハドロン物理

一方、発展がすさまじい格子 QCD 計算において、近年ハドロンの質量といった基本特性や、核力ポテンシャルの導出といった原子核物理の基本的な性質までも QCD から直接評価することが可能となってきた。しかしながら、格子 QCD からの結果は、QCD からハドロンを直接関係づけるという意味では成功であるが、その間に存在するかもしれない特徴的エネルギースケール、また階層構造についての見地を与えてくれるものではない。我々は、ハドロン物理の追求している目的はただ QCD の検証を行っていることではなく、QCD 多体系が表現する物質の性質について理解することである。その意味で、格子 QCD の計算結果はハドロン物理を推進していく上で非常に強力なツールである。

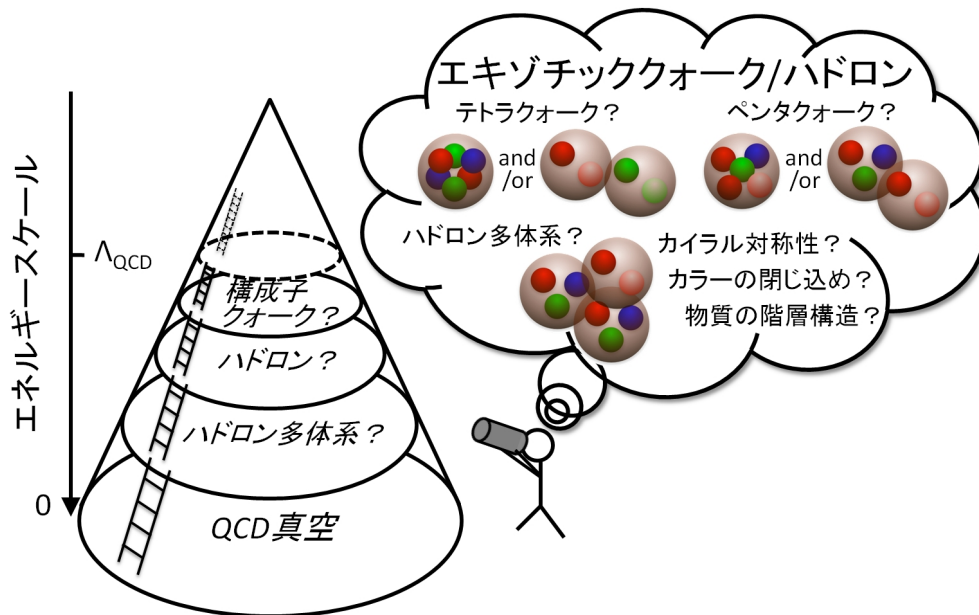


図 1: ハドロン物理って何？

2 最近の進展

2.1 “カラー閉じ込め”と“ハドロンの階層構造”の探求

2.1.1 ペンタクォーク

構成子クォーク模型ではクォークのもつカラー荷を R、G、B で表し、これらが全体として一重項（無色）となるときのみハドロンとして存在できる。バリオンは RGB の組み合わせ、メソンでは $\bar{R}R + \bar{G}G + \bar{B}B$ の組み合わせで無色としている。カラーを無色にするだけであれば

テトラクォーク : クォーク 2つと反クォーク 2つ

ペンタクォーク : クォーク 4つと反クォーク 1つ

ダイバリオン : クォーク 6つ

といったバリオンやメソン以外のハドロン、異種ハドロン (エキゾチックハドロン) も存在してよい。これらの粒子を探索する数多くの実験が行われたが、はっきりとした証拠は見つかってこなかった。とくに精力的に探索実験が行われたのは $uudds$ で表される H ダイバリオンである。メソンやバリオンに分類されている粒子でも $f_0(980)$ や $\Lambda(1405)$ などテトラクォーク、ペンタクォークの可能性が指摘されているものもあった。これらは同じフレーバーのクォーク・反クォークを含んでおりエキゾチックハドロンの決定的な証拠とはならなかった。そんな中 2003 年、大型放射光施設 SPring-8 のレーザー電子光施設 LEPS で $S=1$ の量子数をもつバリオンが発見された。プラスチックシンチレータ中の中性子を標的として $\gamma n \rightarrow K^- K^+ n$ 反応を測定し、フェルミ運動量の補正を行った $\gamma n \rightarrow K^- X$ 反応の欠損運動量分布で質量 1535 MeV、幅 25 MeV 以下の細いピークが観測された。このバリオンは $K^+ n$ に崩壊していることから、このハドロンが $S=1$ という量子数をもっており、このハドロンを表現するためには少なくとも $uudds$ の 5 つのクォークと反クォークが必要である。また測定された幅は通常のバリオン共鳴の 100 MeV 程度と比較して随分細い。またこの 25 MeV は実験的な分解能や統計精度も加味された上限値であり、実際にはもっと細いことが期待される。このことから発見された状態はペンタクォークとして期待され、 Θ^+ と名付けられた。理論的にこの Θ^+ は、1997 年、ロシアの Diakonov、Petrov、Polyakov によってクォーク 4 つと反クォーク 1 つで構成される反十重項の中の最も軽い、 $S=1$ 、質量 1530 MeV、幅 15 MeV 以下、スピンパリティ $1/2^+$ を持つ Z^+ であることが期待された。2003 年の SPring-8/LEPS の実験結果は衝撃的であり、世界各国の研究施設で既に別の目的で取得されたデータを解析することで Θ^+ の探索が行われた。当初、いくつかの実験施設で Θ^+ が追認されたかに見えた。ところが一度は確認された施設のデータでも統計量を多くすることで Θ^+ + ピークが消えてしまい、今では Θ^+ の存在を主張する実験グループが少なくなった。現在では存在の可否が混沌としている。

SPring-8/LEPS と同じ光子ビームを使って実験として米国 Jefferson 国立研究所の CLAS スペクトロメータを使った実験があげられる。CLAS では $\gamma p \rightarrow \bar{K}_0^0 K^+ n$ 反応の $K^+ n$ の不変質量分布で Θ^+ を探索していた。存在を確認したとの報告が当初出されたが、統計量を 10 倍にした実験ではその存在が確認できないと報告している。 $\gamma p \rightarrow \bar{K}_0^0 \Theta^+$ 反応の断面積の上限値は 0.7 nb であり、 $K^* N \Theta^+$ の結合定数が弱いという結論が出された。CLAS では $\gamma d \rightarrow p K^- K^+ n$ 反応の $K^+ n$ の不変質量分布でも探索が行われた。統計量が少ない第一報では存在がピークが報告されたが、統計量を上げた実験ではピークは観測されなかった。傍観者の陽子が CLAS スペクトロメータで検出されなければならないため、測定の感度はそれほどよくない。この感度は $\Lambda(1520)$ の生成断面積を使って評価され、 $\gamma n \rightarrow K^- \Theta^+$ 反応の生成断面積の上限が 3 nb と求められた。

ハドロンビームを使った実験に目を向けると K^+ 、 π^- ビームでの実験が行われている。日本の高エネルギー加速器研究機構 KEK では $K^+ p \rightarrow \pi^+ X$ 反応 (KEK-PS E559,)、 $\pi^- p \rightarrow K^- X$ 反応 (KEK-PS E522) の欠損質量分布で Θ^+ の探索が行われた。 $K^+ p \rightarrow \pi^+ X$ 反応では全く Θ^+ に対応するピークは観測されず、 $\pi^- p \rightarrow K^- X$ 反応ではわずかなピークが観測された。CLAS の実験から $K^* N \Theta^+$ の結合定数が弱いことが得られたので、 $K^+ p \rightarrow \Theta^+ X$ 反応は u チャンネルでの核子の交換で主として起こる。前方で Θ^+ をスペクトロメータで検出した KEK の実験には Θ^+ 探索の感度がなかったと考えられる。一方の $\pi^- p \rightarrow K^- X$ 反応では s チャンネルで $K^- \Theta^+$ が生成が期待された。この反応で見られた 1540 MeV 付近のピークらしきものが Θ^+ であるならば生成断面積は $3.9 \mu\text{b}$ に相当する。ところが質量分解能と統計量を上げて、J-PARC で再度の $\pi^- p \rightarrow K^- X$ 反応の欠損質量分布を使って Θ^+ の探索が行われたが、新たな実験結果では Θ^+ のピークは全く見えなかった。生成断面積

の上限値にして $0.3\text{--}0.4\ \mu\text{b}$ に相当する。

Θ^+ は存在すれば K^+n と同様に K^0p に崩壊するはずである。ドイツの COSY-TOF では陽子ビームを使って $pp \rightarrow pK^0\Theta^+$ 反応の K^0p 不変質量分布で Θ^+ を探索した。COSY-TOF でも第一報では Θ^+ のピークを報告したが、統計を上げた実験でピークは消えてしまった。また多くの高エネルギーの e^+e^- あるいは重イオン衝突実験で測定された K^0p の不変質量分布には Θ^+ は見られなかった。これらの実験での分解能は非常によく、データの統計量が多いにも関わらずである。

Θ^+ の精度のよい幅の測定としてはロシアのキセノンの泡箱を使った DIANA 実験があげられる。DIANA では $K^+Xe \rightarrow K^0pX$ 反応での K^0p 不変質量分布において Θ^+ のピークを観測している。このピークは統計的な有意性がそれほどあるわけではないが、幅は $0.36 \pm 0.11\ \text{MeV}$ と非常に細い。一方、 e^+e^- 衝突実験の Belle では二次粒子として発生した K と検出器を構成する物質との相互作用から Θ^+ が存在したとしてその崩壊幅の上限を $0.64\ \text{MeV}$ と見積もっている。また J-PARC の $\pi^- p \rightarrow K^- X$ 反応の生成断面積の上限値は $0.2\ \text{MeV}$ に相当する。したがって、 Θ^+ がもし存在すれば極めて細い幅の粒子である可能性が高い。

2009 年には再び SPring-8/LEPS での実験で Θ^+ のピークが報告された。今度は重水素標的を使った $\gamma d \rightarrow K^+K^-pn$ 反応での K^+n の不変質量分布で Θ^+ を探索した。生成断面積は $12 \pm 2\ \text{nb/sr}$ と CLAS の生成断面積の上限値とは矛盾しているが、CLAS では傍観者の陽子が検出されなければならない、LEPS と CLAS では検出器が覆う角度領域が異なる、等個々の点を考慮すれば必ずしも矛盾した結果であるとは言えない。いずれにしても Θ^+ がもし存在すれば生成過程に強く依存して見えたり見えなかったりし、 K^*N との結合が小さく、崩壊幅が MeV 以下と極めて細い、ということが言える。

反十重項のペンタクォークの他のメンバーに目を向けると、 $\Xi_{cc}^{--}(ddss\bar{u})$ が欧州合同原子核研究機構 (CERN) における高エネルギー重イオン衝突実験 NA49 で $1862 \pm 2\ \text{MeV}$ と報告されている。しかしながらこの状態はその後探索が行われた DESY/HERA-B や CERN/WA89 では存在しないとする報告されている。また、ストレンジネスを持たないメンバーでは $\gamma n \rightarrow \eta n$ 反応で $1670\ \text{MeV}$ 付近にピークをもつピークが観測されている。このピークは $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反応では観測されないことから、反十重項のメンバーの可能性が指摘されている (U スピンの保存)。このピークの存在は問題ないものの、 $\bar{s}s$ を含むとされているのでペンタクォークと結論づけることはできず通常のバリオン共鳴である可能性もある。

2.1.2 バリオン共鳴の研究

低エネルギースケールでの QCD が個々のバリオン共鳴の質量、幅、分岐比、電磁結合定数、形状因子といった性質を決定づけている。観測されたバリオン共鳴のこれらの性質を明らかにすること、あるいは特定のバリオン共鳴が観測されないことは摂動論が適用できない低エネルギー QCD の理解につながると考えている。バリオン共鳴の研究は主として核子標的に π ビーム、光子ビームを照射して行われてきた。ビームで中間状態として生成されたバリオン共鳴状態は、1 つあるいは複数のメソンと核子に崩壊する。このメソンの角度に対する微分断面積を部分波展開することで、個々のバリオン共鳴の性質が決定される。反応が異なれば生成されるバリオン共鳴が異なるためビームや検出する崩壊粒子の組み合わせによって関与する中間状態のバリオン共鳴が異なる。このため π ビーム、光子ビームの実験は互いに相補的なデータ (エネルギーごとの角度微分断面積や偏極観測量) を提供している。

容易に実験が可能なることから陽子を標的とした 1 つのメソンを生成する反応過程でのデータ数が最も多い。 π ビームでは $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ 、 $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ 、 $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ 反応、光子ビームでは $\gamma p \rightarrow \pi^0p$ 、 $\gamma p \rightarrow \pi^+n$ 反応である。光子ビームの反応では $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反応もまた重要なデータとなっている。 π メソン光生成ではアイソスピン 1/2 と 3/2 の両方のバリオンが中間状態として生成されるのに対して、 η メソン光生成ではアイソスピン 1/2 のバリオンのみが中間状態として励起されるからである。 $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ といったストレンジネスを持ったメソンとハイペロンに崩壊する反応過程を調べることで $K^+\Lambda$ と強く結合するバリオン共鳴も詳細に調べられている。さらなるバリオン共鳴の研究として、 $\gamma p \rightarrow \omega p$ といったその他のメソンと核子に崩壊する反応過程、あるいは複数のメソン ($\pi\pi$ あるいは $\pi\eta$ など) が生成する反応過程の研究が進みつつある。また、 $\pi^0\pi^0$ 生成ではスカラーの σ メソン、 $\pi^0\pi^+$ 生成ではベクターの ρ メソンと結合するバリオン共鳴を経由することが期待されている。

陽子標的の反応過程の研究は比較的進んでいると言えるが、中性子標的の反応過程でのバリオン共鳴の研究はまだ不十分である。現実的な中性子標的は重陽子中の中性子である。重陽子中の中性子は束縛されており、フェルミ運動量をもっている。また終状態相互作用を起こす可能性がある。こういった理由で中性子を標的とした反応過程のデータからバリオン共鳴の性質を引き出すことはそう簡単ではない。しかしながら中性子標的での新たな知見をもたらす。中性子標的に対する η メソン光生成で見られた幅が細いバリオン共鳴 $N^*(1670)$ は Θ^+ に隣接する反十重項ペンタクォークのメンバーの候補として注目されている。

さて、構成子クォーク模型では、軌道角運動量 $L=1$ の状態が最も軽い励起状態であるが、実験で発見された $L=1$ の粒子は $S_{11}(1535)$ で、予言に反してその質量は $P_{11}(1440)$ と $\Lambda(1405)$ よりも重い。この矛盾を説明するために、これらの共鳴状態の質量準位を、 uud や uds などの構成子クォークの他にクォーク・反クォーク対の混合が存在する、すなわち $S_{11}(1535)$ は $uud[\bar{s}s]$ 、 $P_{11}(1440)$ は $uud[\bar{d}d]$ 、 $\Lambda(1405)$ は $uds[\bar{u}u]$ 状態であるとする考えが導入された [?]. 近年、SPRING-8/LEPS に於ける η 中間子光生成反応の微分断面積にのみ観測されたバリオン共鳴と考えられる構造 [?] は η 中間子に強くカップルすること、2150MeV と非常に重たい粒子であることから、ストレンジ・反ストレンジクォーク対を含む構造を持つ共鳴状態と予想される。また、 π^0 中間子光生成反応でも 2400MeV 近傍に共鳴状態と考えられる構造が観測されている [?]. これらの実験事実は、クォーク・反クォーク対などを含むクラスター構造をもつ励起状態が存在することを示唆する。このことは先に議論した $S_{11}(1535)$ 状態がストレンジ・反ストレンジクォーク対を含む構造をもつ可能性も示唆するものである。

2.2 ハドロンの質量獲得機構の探求

ハドロン質量の起源であるカイラル対称性の破れの度合いを表すオーダーパラメータ、クォーク凝縮真空期待値 $\langle \bar{q}q \rangle$ は、原子核中など高密度状態や宇宙初期状態のような高温状態において減少するという理論的な予想が存在する。これまでに、通常原子核密度において、この $\langle \bar{q}q \rangle$ の測定を試みる実験が行われてきた。特に大きい成果を挙げた実験として GSI で行われたパイ中間子原子の実験、KEK-PS E325 実験として行われた、原子核中で崩壊するベクター中間子質量測定実験 (電子-陽電子対測定) を挙げる事ができる。以下、その詳細を示す。

2.2.1 π 中間子原子分光研究の成果

負電荷の π 中間子がクーロン相互作用により原子核に束縛された状態を π 中間子原子と呼ぶ。その π 中間子の軌道半径を原子核の半径と比べると、例えば炭素や窒素のような軽い原子核の場合は、前者が大きい、錫や鉛のような重い原子核の場合両者は同程度で、 π 中間子の軌道は一部原子核に ”めり込んで” いる。これら比較的重い原子核に対して π 中間子原子のエネルギー準位を分光する事によって、 π 中間子の原子核物質中での ”ふるまい” についての情報が引き出されてきた。その中でも特に原子核のような高密度中でカイラル凝縮の大きさが減少している事を実験データに基づく解析で示した点は重要である。

π 中間子原子の研究は、標的物質中に負電 π 中間子を静止させ準位間の遷移 X 線を測定する手法で行われてきた。この手法では π 中間子と原子核が接近し、X 線遷移より原子核吸収が大きくなる最終準位以降の準位は生成できない。そこで、原子核反応を用いた π 中間子原子の直接励起の手法が考案され様々な試行の末、鉛 208 を標的として ($d, ^3\text{He}$) 反応を用いた π 中間子鉛 207 原子の生成観測に成功した。これは、原子核の基底状態から 140 MeV 程度という高い励起状態を生成観測した事に相当する。

この手法の特徴は、入射重陽子ビームの運動量を反応運動学的に π 中間子が運動量を持ち出さない魔法運動量付近に設定する事で π 中間子原子生成の断面積を極大化出来る点にある。実験はドイツ国立重イオン研究所 (GSI) の重イオンシンクロトロン施設と破砕核分離装置を用いて行われ、($d, ^3\text{He}$) 反応の Q 値を計測する事で、 π 中間子鉛 207 原子のエネルギースペクトルが計測された。スペクトル上では π 中間子の 2p 状態がピークとして観測された。1s 基底状態は続く鉛 206 を標的とした実験で、 π 中間子鉛 205 原子として観測された。これらの観測により、 π 中間子-原子核の強い相互作用には強い制限が与えられ、それまでの理論の一部は棄却された。さらに、 π 中間子-原子核の相互作用をより精密に調べるため、 π 中間子錫同位体原子の系統的な観測実験が行われ、錫 116, 120, 124 の三同位体を標的とした実験が行われた。

一方で、真空中の π 中間子-核子相互作用を決定する実験にも大きな進展があった。スイス・ポールシュラー研究所 (PSI) で行われた実験では湾曲回折格子と荷電結合素子を用いたシステムにより、 π 中間子水素原子と重水素原子の高精度分光計測が行われた。

こらら一連の実験と平行して理論研究も進展した。特に重要な研究が、 π 中間子-原子核の荷電ベクトル散乱長とカイラル凝縮の大きさを関連づけたものである。そこでは、荷電ベクトル散乱長は、友澤・ワインバーク関係式を有限密度に拡張する事で、カイラル対称性の破れの大きさと関係づけられる。その結果、カイラル凝縮の大きさは、原子核の飽和密度において約 30 % 減少しているという結果が得られた。このように実験データを基にカイラル対称性の破れを定量的に評価したのは初めての事であり、ハドロンがカイラル対称性の破れに伴い動的に質量を獲得するというシナリオを裏付ける極めて重要な結果である。

2.2.2 原子核中のベクター中間子質量測定

原子核中でのベクター中間子の質量変化を検出することを目的として KEK-PS E325 実験が遂行された。通常原子核密度、つまり原子核の内部においては $\langle \bar{q}q \rangle$ が減少し、これに伴ってベクター中間子の質量も原子核内で減少する、という理論的予言が初田・Lee らによってなされている。E325 実験では、標的原子核内にベクター中間子を生成し、その崩壊生成物である電子陽電子対をとらえ、ベ

クター中間子の質量分布を再構成した。電子は強い相互作用をしないため、原子核物質を通り抜けてくる際の擾乱がほとんど無視できる。このことがベクター中間子を用いる最大の利点である。

生成したベクター中間子が原子核内で崩壊する確率は、寿命、運動量、そして原子核の大きさによって変わってくる。 ρ 中間子は寿命が短く ($c\tau \sim 1.3 \text{ fm}$) 原子核内で崩壊しやすいが、巾が広い ($\sim 150 \text{ MeV}/c^2$) ため質量分布の変化が検出しにくい。巾は狭いが寿命が長い ω 中間子 ($c\tau \sim 23 \text{ fm}, \Gamma \sim 8.5 \text{ MeV}/c^2$) や ϕ 中間子 ($c\tau \sim 45 \text{ fm}, \Gamma \sim 4.3 \text{ MeV}/c^2$) の原子核内崩壊確率を増やすためには、大きな原子核標的を用い、速度の小さいベクター中間子を効率よく収集する必要がある。このため E325 実験ではダブルアーム型の大立体角スペクトロメータを建設し、1997 年から 2002 年までデータ収集を行った。原子核の大きさに対する依存性を見るために C と Cu を原子核標的として用いた。この結果、 ρ/ω 中間子の質量領域においても、 ϕ 中間子の質量領域においても、真空中での質量分布では説明できないエクセスが低質量側に観測された。特に ϕ 中間子については、大きな原子核標的 (Cu) を用いて、小さな速度をもった ϕ 中間子を選んだ場合のみ、有意なエクセスが観測された。この結果は、 ϕ 中間子の質量変化が原子核中で起こっていることを示唆するものである。このエクセスを、原子核密度中でベクター中間子の質量が減少し、幅が広がる、というモデルを用いて再現を試みた。その結果、 ρ/ω 中間子は巾は広がらないが質量が通常原子核密度で 9 % 減少し、 ϕ 中間子については、通常原子核密度で質量が 3.4 % 減少、巾が約 3 倍に広がるという結論を得た [引用]。得られた質量の減少値は、初田・Lee による理論予想と consistent である。しかし、観測された質量変化を $\langle \bar{q}q \rangle$ の減少に結びつけるには、さらに系統的な研究が必要である。上記の KEK-PS E325 実験では、ベクター中間子の生成に陽子ビームを用いた。一方、J-Lab における CLAS g7 実験では、光子ビームを用いてベクター中間子を生成し、同じく電子陽電子対を用いて質量分布を測定している。この実験では質量分布の原子核中での変化は見えていない。

一方、崩壊生成物から直接質量分布を測定するのではなく、ベクター中間子の生成量の原子核標的依存性から、原子核物質内でのベクター中間子に関する情報を引き出す試みも行われている。光子ビームを使っている 実験グループ (CLAS g7, CBELSA/TAPS, LEPS) からは、大きな標的原子核において、原子核物質の効果を仮定しない計算結果よりも生成量が減っているという結果が報告されており [要出典]、このような実験結果は原子核内でベクター中間子の巾が大きく広がっていることを示していると解釈することもできる [要出典]。ただし、陽子ビームを用いた E325 実験におけるベクター中間子生成量の原子核標的依存性の結果は、JAM と呼ばれる nuclear cascade code でよく再現されている。このように、入射粒子として陽子または光子を用いた場合の、ベクター中間子質量の見え方の違いに対する統一的な解釈は得られておらず、今後明らかにしなければならない課題である。

2.3 フレーバーフロンティアの拡張：

ストレンジネスクォークからチャーム・ボトムクォークへの拡張

チャームクォークは質量が 1.25 GeV と非常に重く、チャームクォーク・反チャームクォーク対を真空から生成するためには大きなエネルギーが必要であり、ハドロン内でのエネルギーの揺らぎでは生成されない。そのためチャームクォークの数は近似的に良い量子数となり、チャームクォークを含む中間子のスペクトルは調和振動子と線形な閉じ込めポテンシャルで非常に良く再現されてきた。結果、長い間チャーム中間子のスペクトロスコピーは完結したと考えられていた。2003 年の BaBar での $D_{sJ}(2317)$ の発見 (Phys. Rev. Lett. 90 242001 (2003))、Belle での $X(3872)$ の発見 (S.-K. Choi,

et al., Phys. Rev. Lett. 91 262001(2003)) は、いずれも質量がクォーク模型の予想と大きくずれていることから世界中の驚きと注目を集めた。以降、Belle, BaBar, CLEO, CDF でのチャーム中間子のスペクトロスコピーは加速度的に発展し、X,Y,Z 中間子と命名される予想外の共鳴状態が驚くほど数多く発見されてきた。特に Belle で報告された Z(4430)、Zb(10610)、Zb(10650) はチャーム・反チャームクォーク対、ボトムクォーク・反ボトムクォーク対を含む荷電粒子であり、最小でも 4 つのクォークで構成される極めて興味深い粒子である。いずれも、Belle 実験以外での追認が必要であり、さらに Belle II の高統計のデータが望まれる。

DS, X, Y, Z 中間子のいずれも D 中間子・K 中間子、或は、D 中間子・反 D 中間子等の閾値以上の励起状態として観測されていることが特徴である。励起エネルギーから軽いクォーク・反クォーク対の自由度が生じ、テトラクォークやメソン・メソン分子のような内部構造が形作られていると予想される。現在は次々に見つかった X, Y, Z 中間子の博物学的な分類から、その内部構造の理解に向けて研究が進みつつある状態と言える。多数の X, Y, Z 中間子のうち、X(3872) は多くの実験で追認されており、最も研究が進んでいる。X(3872) の内部構造を探る研究の一例として、 $X(3872) \rightarrow \Psi' \gamma$ 崩壊の探査が挙げられる。 $X(3872) \rightarrow J/\Psi \gamma$ 崩壊は Belle, BaBar とともに測定されてきた。 $X(3872) \rightarrow J/\Psi \gamma$ 崩壊は Q 値が大きく ρ 中間子経由などのベクトードミナンス模型が寄与するのに比べ、 $X(3872) \rightarrow \Psi' \gamma$ 崩壊では軽いクォーク・反クォーク対消滅が主要なプロセスとなる。軽いクォーク・反クォークが同じ閉じ込めバッグに含まれるテトラクォーク状態であれば $X(3872) \rightarrow \Psi' \gamma$ 崩壊分岐比が大きくなるという理論予想がなされている (Phys. Lett. B 598, 197 (2004))。BaBar では $X(3872) \rightarrow \Psi' \gamma$ 崩壊が $X(3872) \rightarrow J/\Psi \gamma$ 崩壊の約 3 倍あると報告しているが (Phys. Rev. Lett. 102, 132001 (2009))、Belle では $X(3872) \rightarrow \Psi' \gamma$ 崩壊が見つかっていない (Phys. Rev. Lett. 107, 091803 (2011))。このような矛盾も、今後 Belle II 実験などの高統計のデータで解決されるであろう。また、X, Y, Z 中間子の内部構造を実験的に判別するために何を測定して行くか、理論、実験協力体制で取り組んでいくべき問題である。

チャームクォークは非常に重いため、チャームクォークを含むハドロンは単純な u, d, s クォークからの拡張以上の大きな特徴を持つ。クォーク間のカラーสปิน相互作用はハドロンのスピン多重項を作る要因であり、ハドロン内部のクォーク間の相関を作る重要な相互作用になっている。カラーสปิน相互作用はクォークの質量に反比例する性質を持ち、軽いクォークの間ほど強い相互作用を与える。カイラル対称性が破れた世界では、u, d, s クォークは同等の質量を持ちそれぞれのクォーク間の相関の強弱は見えづらくなっている。ハドロンの中に重いチャームクォークを導入することで、チャームクォークと軽いクォークとの間の相関を断ち切ることができる。これは、軽いクォークのみで構成されるハドロンとの大きな違いである。チャームクォーク・軽クォーク系の詳細なスペクトロスコピーから、軽いクォーク系のダイナミクスについて情報を得られる可能性がある。また、チャーム量子数を 2 つ含むテトラクォーク状態 (Tcc) の理論的な予想もなされており (Eur.Phys.J.C54:259-265,2008)、発見されればクォーク間の相互作用の理解に大きく貢献すると考えられている。このようなエキゾチックハドロンの探査も Belle II 実験などの重要なテーマである。

3 今後の計画

3.1 “ カラー閉じ込め ”と“ ハドロンの階層構造 ”の探求の将来

これまでに SPring-8 LEPS で得られた π^0 、 η 、 ω 、 η' 中間子生成反応のデータは、それぞれ特徴的な振る舞いを示しているが理論的に解明されていない。光生成反応の場合、終状態として様々なチャンネルがあるので、それらすべてを説明するモデルが要求される。部分波解析によって共鳴状態をスピンで分離する方法はあるが、幅の広い粒子や、複数の粒子が重なっている場合、原理的に解けるのか、実験精度の限界から見ても疑問である。部分波解析による系統的な解析も必要だが、生成や崩壊過程から、粒子のクォーク構成に関する情報を引き出すことにこそ意味があると考ええる。

BES でも、幾つかの共鳴状態が観測されている (Phys. Rev. Lett. 97, 062001 (2006))。 $J/\Psi \rightarrow NN^* \rightarrow N\pi$ や $NN^* \rightarrow N\eta$ 反応で、終状態の $N\pi(N\eta)$ の不変質量スペクトルに良く知られた共鳴状態だけでなく、重い質量の共鳴もいくつか観測されている。光生成反応のような formation 実験だけでなく、このような production 実験によるアプローチも、そのクォーク構造を理解するのに有効と考える。個々のチャンネルで観るより、様々なチャンネルを用いてアプローチすることで、単に未発見の粒子の探索ではなく、内部構造の情報も取り出すような解析を行うべきである。

また、ストレンジネスを含まないバリオン共鳴は幅が太く質量が高くなると多くのバリオン共鳴が反応に寄与するため (特に 2 GeV 以上の質量では)、個々のバリオン共鳴の性質の情報を引き出すことは困難であるが、ストレンジネスあるいはチャームがはいったバリオン共鳴では共鳴状態の幅が細くなることが期待され、個々のバリオン共鳴の識別がしやすくなると考えられる。バリオンスペクトロスコピーは実験的には困難かも知れないが、低エネルギー QCD の理解のためストレンジネスあるいはチャームをもつバリオン共鳴を対象としたものが主流となるであろう。

3.2 ハドロンの質量獲得機構の探求

中間子を原子核中に生成し、その性質を測定することは、原子核と中間子の相互作用に対して多くの情報を与える。たとえば、中間子が原子核中で束縛状態を形成する場合、中間子が原子核中で感じるポテンシャルを量子数の定まった形で評価することが可能となり、そこから中間子核子の相互作用の強さなどの情報が得られる。これは、ハドロン間相互作用の基礎的な情報を与える。また、中間子の崩壊などを直接的に測定することで、中間子の寿命、質量分布などの原子核中での性質が分かる。これは、原子核という媒質中での中間子性質の変化の測定となり、QCD 媒質としての原子核に対する基礎的な情報を与えることとなる。対応して、実験的なアプローチとしては、二通りの方法が存在する。一つは、中間子の生成時に測定を行い、束縛状態の束縛エネルギーなどを測定する方法、もう一つは、中間子の崩壊を用いて中間子自身の直接測定を行う方法である。

3.2.1 π 中間子原子分光研究の未来

2010 年から上述の GSI での実験を改良し、より高精度で系統的な測定を目指した実験が理化学研究所 RIBF 施設で始まった。最初の実験として錫 122 を標的としたパイロット実験が行われ、GSI の計測時間の 1/10 の時間で、GSI に匹敵する統計精度と分光分解能を達成した。また、RIBF 施設の

スペクトロメーターが大立体角である事を活かし、世界で初めて原子核反応による π 中間子原子生成断面積の角度依存性を計測した。

今後、RIBF 施設の大強度重陽子ビームを用いた系統的な研究により、 π 中間子原子分光研究は飛躍的な進歩を遂げる事になる。同時に、逆運動学を用いた π 中間子-不安定核束縛状態の分光研究も予備的な研究が始まっており、 π 中間子-原子核相互作用のより精密な決定や、カイラル凝縮の大きさの密度依存性について研究が進展する事が期待されている。

3.2.2 原子核中のベクター中間子質量測定

ベクター中間子の有限密度媒質中での質量スペクトルを、運動量依存性まで含めて不定性少なく確定させることが実験の最終目標である。このためには、さらなる高精度・高統計実験が必要となる。まずは、生成されたベクター中間子の速度依存性だけでなく、原子核標的サイズに対する依存性、また入射ビームと標的原子核の位置関係 (インパクトパラメタ) 依存性を系統的に調べることにより、KEK-PS E 325 実験で観測された質量分布の変化が、原子核内で崩壊したベクター中間子によるものかどうか明らかになるだろう。

最終的には、原子核中での質量の変化が何に起因しているのかを明らかにすることが重要である。これには実験だけでなく理論方面の進展が必要不可欠である。現状は、様々な理論モデルが質量分布についてそれぞれ異なった計算結果を示している。原子核内部での質量分布と、その運動量依存性を実験的に導き出せれば、理論モデルの発展の起爆剤となるであろう。そうなれば、質量変化の起源の理解が大きく進むと期待される。

J-PARC HD ホールで計画されている E16 実験は、上記の様な解析を実現する高精度・高統計の実験データを得るべく設計され、現在検出器の R&D を進めている。統計量は KEK-PS E325 実験の約 100 倍に達する見込みである。ビームとしては 30GeV の 1 次陽子を使用する予定であるが、ビームラインはまだない。加速器から取り出された 1 次陽子ビームをスイッチヤードにて分岐し、直接実験エリアへ導く「高運動量ビームライン」を J-PARC ハドロン施設に建設することが強く望まれる。

3.2.3 原子核中の ω 中間子

ω 中間子などのベクター中間子は、その質量に相互作用項が小さく、その相関関数が QCD 真空中の反クォーク・クォーク対凝縮と強く結びついていることが理論的には予想されている。そのため、ベクター中間子の原子核中での質量分布などの性質を測定することは、原子核のカイラル対称性に関する性質を測定するプローブとなる。また、 ω 中間子は幅が十分に細く、原子核中での質量変化や束縛状態の測定を行うことが実験的に比較的容易である。これは、生成量の原子核依存性や、閾値近傍での生成量の振る舞いなど、多様な測定を可能としている。さらに、 $\pi^0\gamma$ 崩壊という比較的大きな分岐比を持つ電磁崩壊モードを持っていることは重要である。実験的に、十分な収量を得ながら、ハドロン Final State Interaction の影響を制御しやすい利点を生んでいる。具体的な、原子核中での ω 中間子の測定量としては、以下のような可能性が挙げられる。

Missing Mass 法による束縛状態の測定

原子核標的において ω 中間子が静止して生成する運動量を注意深く選び、前方に放出される中性子、または、陽子を用いて測定を行う。 ω 中間子への運動量移行を最小にするためには、前方 0 度での測定

が重要であり、そのためには中性子測定が適していると言える。しかし、中性子測定により、束縛状態の有無が判明した後、より精度の高い実験として off beam に飛ぶ陽子を狙った実験も必要となる。

ω 中間子の崩壊測定による核内性質の直接測定

原子核内での崩壊を用いて、 ω 中間子の核内での性質を直接的に調べる測定である。ハドロンの Final State Interaction を考慮すると、レプトン対崩壊を用いることが適している。また、前項の束縛状態の測定と同時に行うことで、 ω 中間子が核内に存在することに限定した実験を行うことが可能となる。この場合、十分な収量を得るためには、 $\pi^0\gamma$ 崩壊などを用いることが必要となる。ただし、将来的に十分な量のビームが得られれば、この限定実験もレプトン対崩壊を用いて行うこととなる。

生成量の原子核依存性

ω 中間子の生成量を原子核の大きさの関数で測定することで、 ω 中間子と原子核との相互作用を導き出すことが可能となる。特に、主に測定できる中間子が原子核外で崩壊した中間子である場合、生成のモデルを考慮することで中間子の核内での吸収長を評価することができる。

閾値近傍での生成量変化

ω 中間子の原子核中での質量変化に着目した場合、質量減少や幅の広がりといった質量変化を原因として、閾値近傍では ω 中間子の生成量に変化が現れることが予想されている。実験的には、すべての効果を積分した形の測定量ではあるが、比較的容易な測定であるため、様々なビームと核種を用いた実験を行い、基礎的なデータとして測定することが可能である。その後、モデル計算により検討を行う。

以上のような測定は、J-PARC において網羅的に行われるべきものであり、LEPS2、ELPH においても同様の測定が可能となる。J-PARC においては、E16 実験、E26 実験が採択されている。

3.2.4 原子核中の ϕ 中間子

ϕ 中間子も、 ω 中間子同様に真空中の反クォーク・クォーク対凝縮と強く結びついていることが理論的には予想されている中間子である。すなわち、原子核中のような高密度状態でカイラル対称性の部分的回復に伴う反クォーク・クォーク対凝縮期待値の減少が直接その質量減少に結びつく可能性が十分に高い。この ϕ 中間子質量の原子核中での減少は、KEK-PS E325 実験において観測されているが、その真偽は、未だ理論的に議論が続いている課題である。この問題を系統的に解決しようというのが先に議論されている J-PARC E16 実験である。ここでは、原子核中の ϕ 中間子について少し違った見方を考える。KEK-PS E325 実験では原子核中で崩壊する遅く動いている ϕ 中間子に対してその質量減少効果が観測されている。では究極的に遅い ϕ 中間子、すなわち ϕ 中間子を原子核中に束縛させることが出来るかどうか？を考えてみる。 ϕ 中間子の質量が核物質中で減少するということは、 ϕ 中間子－原子核の間に引力が働いているということを意味している。これまで、 ϕ 中間子－核子相互作用については、sub threshold エネルギー領域での ϕ 中間子光生成、 ϕ 中間子光生成断面積の原子核依存性などで議論されているが、まだ十分に議論され尽くしたとは言い難い。そこで、 ϕ 中間子－原子核間相互作用に関する情報を引き出すために、 ϕ 中間子原子核束縛状態の生成実験を J-PARC(E29 実験) において実行する計画が進行中である。この実験では、 ϕ 中間子生成素過程として反陽子ビームを使った $p(\bar{p},\phi)\phi$ 反応を使い、前方に放出される ϕ 中間子測定から Missing mass 法で束縛状態の同定を行おうという実験である。本測定において得られる、その束縛エネルギー、崩壊幅という情報は、ストレンジネスセクターにおける原子核中でのカイラル対称性の自発的破れの部分的な回復の実証をも可能とすると考えている。

3.2.5 原子核中の η 中間子

η 中間子は中性粒子であるため原子核とは強い力をもって相互作用をする。 η 中間子と核子の相互作用は引力であるので、 η 中間子が原子核中に束縛することが予想されている。原子核が源となる短距離の強い相互作用による引力であるので、 η 中間子は、原子核サイズ程度の領域に束縛されることになり、クーロン相互作用による原子状態より強く核媒質効果を受ける。一方で、 η 中間子は π 中間子と同様に南部－Goldstone ボゾンの一つであるため、 η 中間子の質量への媒質効果は小さいと予想されている。 η 中間子と核子の引力は、この 2 体系が強く結合する N(1535) 核子励起状態が η 核子系のしきい値より上に存在することから生じる。核媒質中ではこの効果は η 中間子による N^* -空孔励起として引力を与える。従って、 η 中間子原子核の束縛系を理解する上で、原子核中の N(1535) の性質がたいへん重要になってくる。N(1535) は負パリティを持つ核子励起状態で η 核子系とは S 波で結合する。N(1535) は、核子と同じスピンを持ち反対のパリティを持つ最も低い状態であるので、核子のカイラルパートナーと予想されている。カイラルパートナーとはカイラル対称性が回復した極限で縮退をする粒子対であり、もし、原子核中でカイラル対称性が部分的に回復した際には、カイラルパートナー間の質量差は、真空中に比べて小さくならないといけない。従って、N(1535) が核子のカイラルパートナーであるならば、カイラル対称性の部分的回復の影響を受けて、N(1535) と核子の質量差は減少するはずである。この質量差の減少は、核媒質中では N^* -空孔励起エネルギーの減少と等価であり、核密度でカイラル凝縮が 30% 程度減少しているとする、低密度では η 中間子質量より上にあった N^* -空孔励起モードが、核密度では η 中間子モードより下に来ることが期待される。このような原子核中でのレベル交差の影響は、 η 中間子原子核の生成スペクトルに顕著な構造をもたらすことが知られており、原子核の η 中間子の性質から核子におけるカイラル対称性の役割を調べることができると期待されている。

原子核中の η 中間子のスペクトラムを測定する方法としては、炭素とリチウム標的による $(\pi^-, n)X$ 反応が J-PARC での実験として提案 (LoI) されている。この実験では、前方の中性子を観測することによる missing mass 分光で原子核中の η 中間子生成スペクトルを測定し、横方向に出てくる核子励起状態からの $p\pi^-$ の不変質量を測る。

3.2.6 原子核中の η' 中間子

η' は SU(3) 1 重項の擬スカラーメソンとしては、約 958MeV と大きな質量を持ち、この質量はカイラル対称性の自発的破れとクォーク模型だけでは、説明する事ができない。 η' の質量は、現在の理解においては、UA(1) 対称性を陽に破る効果 (UA(1) アノマリー) に起因するものとされている。いくつかのモデルによると、 η' の質量は、UA(1) アノマリーの効果によって $\langle \bar{q}q \rangle$ 凝縮に敏感に反応するため、有限密度や高温状態でカイラル対称性が回復するのに従って、大きく減少していく事が予想されている。カイラル対称性が部分的に回復している原子核中では、 η' の質量は 100MeV 以上の大きな変化が起きると理論的に予言されている。また、アノマリーの強さ自体がカイラル対称性が部分的に回復している環境下でどのような振る舞いを示すかは、理解されておらず、それは η' の質量変化の大きさとして現れるはずなので、やはり η' の質量変化を調べることは重要である。現時点では、直接的な手法で η' の質量変化を捉えた実験結果は知られていない。間接的には、RHIC において、高エネルギー重イオン衝突での実験結果を η' の質量変化と結びつけるシナリオがある。重イオン衝突では π 中間子対の相関長を測定することで π 中間子が衝突後短時間で生成されたか、長寿命粒子の崩壊で

生じたかを知ることができる。RHIC の高温状態から生成された低運動量 π 中間子の起源を調べたところ、 π 中間子の長寿命の共鳴状態由来の成分が増加するという傾向がみられた。この原因を η' の質量が減少したと仮定して説明するものである。信頼できる実験結果として、質量の直接的な測定することが期待されるが、重イオン衝突では、多大なバックグラウンドと生成粒子の運動量分布から、測定は非常に困難である。一方、低温の原子核内部での η' の質量の測定も行われようとしている。 η' の崩壊長 $c\tau$ は約 1 pm と比較的長く、原子核内部で崩壊する η' を効率良く測定するためには、低反跳の運動学で η' を生成する事が重要である。核中での η' の質量測定の難しさは η' の同定方法にある。核中で生成された η' は周囲の核子と相互作用し吸収されるため、真空中の崩壊モードは強く制限されると予想できる。このため、原子核中で崩壊した η' 中間子を真空中と同じ崩壊モードで測定するには大量の η' 中間子生成が必要となる。

核内での η' 中間子の質量測定方法として、 η' 中間子束縛原子核の探索と、 η' 中間子の核中での不変質量の測定の 2 つの方法が挙げられる。 η' 中間子束縛原子核の探索は GSI での C(p,d)X 反応のスペクトロスコピー等が提案されている。また、現在、SPring-8 での新ビームライン (LEPS2) による高強度の 3 GeV γ 線ビームと東北大核理研で開発が進められている BGO クリスタルの 4π 電磁カロリメーターを用いることで、 η' の原子核内部での質量測定に最適な環境を用意することが可能であり、2012 年度にも実験がスタートしようとしている。この実験結果によって、核物質中での η' の質量変化が測定されれば、UA(1) アノマリーの有限密度での振る舞いについて知見が得られる。

3.3 長期にわたって取り組むべきテーマ

これまでに、ハドロンの質量獲得機構である、カイラル対称性の破れの核物質中での部分的回復の検証実験、また励起状態バリオン、またはペンタクォークをはじめとするエキゾチック粒子に関する探索は飛躍的に進歩してきたと言える。さらには KEK / Belle での charm quark を含むテトラクォークといった新しいハドロンの存在は、これまでになかった、重いクォークを使って SU(3) の世界を再検討するという、新たな切り口を指し示した。したがって、今後の研究方針は、これまでの成果を発展させ、系統的にその振る舞いを検証することである。そのためには、高統計・高分解能実験が必要となる。その基幹となる研究拠点、およびその研究課題として、

- 大強度光子ビーム、大立体角検出器 LEPS2 における新ハドロンの研究
- RIBF や J-PARC ハドロンの研究における中間子原子核の系統的研究
- Belle 2 の大統計データを使った charm, bottom クォークを含むエキゾチック粒子探索

などを考えることが出来る。一方で、

1. ストレンジネス $= -2$ 、 -3 を持つバリオン共鳴状態、Exotic 粒子の探索
2. 原子核-基底状態のバリオン束縛系 高分解能スペクトロスコピー
3. チャームクォークを含むバリオン共鳴の分光
4. チャームクォークを含むメソン-原子核相互作用の研究
(チャームドメソン原子核束縛状態)

など、これまで行われてきていないがハドロン物理にとって重要課題の解明が急がれる。以下に個々の課題に対する物理的な意味と、どのような設備が必要なのかについて述べる。

3.3.1 ストレンジネス $=-2$ 、 -3 を持つエキゾチック粒子の探索

これまでの長いハドロン物理の歴史の中で、確定しているストレンジネス $=-2$ 持つバリオン、 Ξ バリオンは 基底状態である Ξ^0 、 Ξ^- 、 Ξ^+ そしてその第一励起状態である $\Xi(1535)$ の 4 種類のみ。それ以外の励起状態は証拠はあるが、未だ確定されていない。また、近年この未確定 Ξ バリオン励起状態のなかに、ペンタクォーク候補と考えることができる状態が存在する可能性もある (Phys. Rev. Lett.92(2004)042003)。この Ξ バリオン励起状態を研究するための最も有効な手法として、高運動量中間子ビームを用いたスペクトロスコピーが考えられる。ただ、生成断面積が小さいストレンジネス $=-2$ バリオンを生成する必要があるため、高輝度 K 中間子ビームが必要である。必要な K 中間子運動量としては、4 GeV/c 以上、生成可能な Ξ バリオンの質量として 2.5 GeV、以上が目標となる。

ストレンジネス $=-3$ を持つバリオン、 Ω バリオンは基底状態以外観測されていない。どのような励起状態が存在するののかも興味深い課題である。 Ω バリオン生成方法としては、反 K 中間子ビームを使う (K^- , K^+K^+) 反応を用いる方法や、反陽子ビームを使った 反陽子-陽子消滅反応で $\Omega/\bar{\Omega}$ 対生成を用いる方法が考えられる。そのためには 4-10 GeV/c の K 中間子ビームもしくは 6 GeV/c 以上の反陽子ビームが必要である。

3.3.2 原子核-基底状態のバリオン束縛系 高分解能スペクトロスコピー

原子核- Λ をはじめとする基底状態バリオンのスペクトロスコピーはバリオン-バリオン間相互作用の詳細研究、核力の完全理解を目的とするハイパー核研究として一時代を築いてきた。この場合、原子核は原子核、束縛されたバリオンはバリオンとして存在するとした議論が中心となってきた。ここで、視点を変え 原子核を高密度媒質とみてみると、おのずとハイパー核は Λ を高密度核物質中に埋め込んだ系であることが想像される。すなわち、ハイパー核精密スペクトロスコピーを通し核中 Λ 等の基底状態のバリオンが媒質中で変化しているのかを探索できると考える。そのためには、これまで行われているハイパー核分光の分解能 2 MeV を十分凌駕する分解能と、高いビーム強度でのハイパー核大量生成が必要であると考え。本研究は大強度高分解能ビームラインスペクトロメータ建設により実現可能となる。この課題は、ハイパー核で展開する物理と非常に密接にかかわる課題である。

3.3.3 チャームクォークを含むメソン-原子核相互作用の研究

核物質中での自発的に破れているカイラル対称性の部分的な回復をチャームハドロンを通してもう一度検証する。具体的には、原子核中での D 中間子あるいは反 D 中間子の質量の減少効果の測定 (u,d クォークの物理) や 核物質中の J/Ψ 、 Ψ' などのチャーモニウムの質量の減少と原子核中の束縛状態 (核物質中のグルーオン凝縮との関係) などを挙げることができる。 Λ_c などのチャームバリオンの束縛状態の研究も興味深い。原子核はカイラル対称性の破れが部分的に回復した場であるだけではなく、高角運動量成分や表面・か移転振動などの多様なモードが複雑に結合したシステムである。この

ようなフェルミ多体系にチャームハドロン不純物を混入させて不純物効果を調べることは、チャームハドロンの性質のみならずフェルミ多体系の新しい側面を理解することにも繋がる。チャームクォークをプローブとすることで原子核のダイナミクスの詳細な知識が得られる可能性がある。すなわち、 π 、 ρ 、 ω のような軽い ud フレーバーを含む不純物はクォーク-反クォーク ($q - \bar{q}$) のペアであるので、クォークの効果だけではなく反クォークの効果も同時に複雑に絡み合っていた。しかし、一方のクォークを ud ではない重いクォーク (Quark; $Q=c, b$) にすると、ナイーブには Q は核子のダイナミクスに不変なので、核物質中の $Q - \bar{q}$ については Quark の自由度を抑えて軽い反クォークのダイナミクスのみを見ることができ、あるいは $\bar{Q} - q$ について反 Quark の自由度を抑えて軽いクォークのダイナミクスのみを見ることができる。したがって、 $Q - \bar{q}$ のメソンによって Dirac sea を含めた世界をプローブすることによってカイラル対称性の破れの部分的回復を解明し、 $\bar{Q} - q$ メソンによってクォークの自由度を通じて核物質のフェルミ多体系としての性質（フェルミ液体）を探ることができる。チャームを含む原子核を作るために最も有効な手法として高エネルギー反陽子ビームを使う実験が最も有効であると考えられる。少なくとも運動量 6 GeV/c 以上の大強度反陽子ビームが必要となる。

3.4 ハドロン物理推進のために必要な将来施設

物理目標の達成に必要なものは、大輝度・高運動量ビームラインである。J-PARC の有する大強度ビームを使えば十分その物理目標は達成できるものであるが、既存施設には必要なビームラインおよびスペースが存在しない。したがって、今後のハドロン物理推進のためには既存 J-PARC ハドロンホールを拡張し、新規ビームラインを建設することが必要不可欠である。

J-PARC ハドロンホール拡張計画

先に述べた物理課題を達成し、次世代ハドロン物理を牽引するための重要なステップは既存 J-PARC ハドロンホールの拡張が必要不可欠である。そのために必要な基幹設備として

1. 現在行なっている物理の系統的展開のための大強度低エネルギー (~ 1 GeV/c) K 中間子ビームラインの建設
2. 大強度高運動量ハドロンビームライン
 - 10 GeV/c 以上のパイ中間子ビームライン
 - 10 GeV/c までの K 中間子、反陽子 ビームライン
3. High intensity high resolution beam line

4 他の WG との連携

先にも述べてきたとおり、ハドロン物理の究極の目標は、低エネルギー領域において QCD 多体系が織り成す物理現象を、カラーシングレットであるハドロン自身、またはその相互作用を通して理解することと言える。そのひとつの手法として、ハドロンの存在する “環境”、温度や密度を変化させ、その存在形態が変化するか、しないのか？また、変化するのであればどのように変化するか系統的に検証していく必要がある。この観点から、他の WG との関係を考えていく。

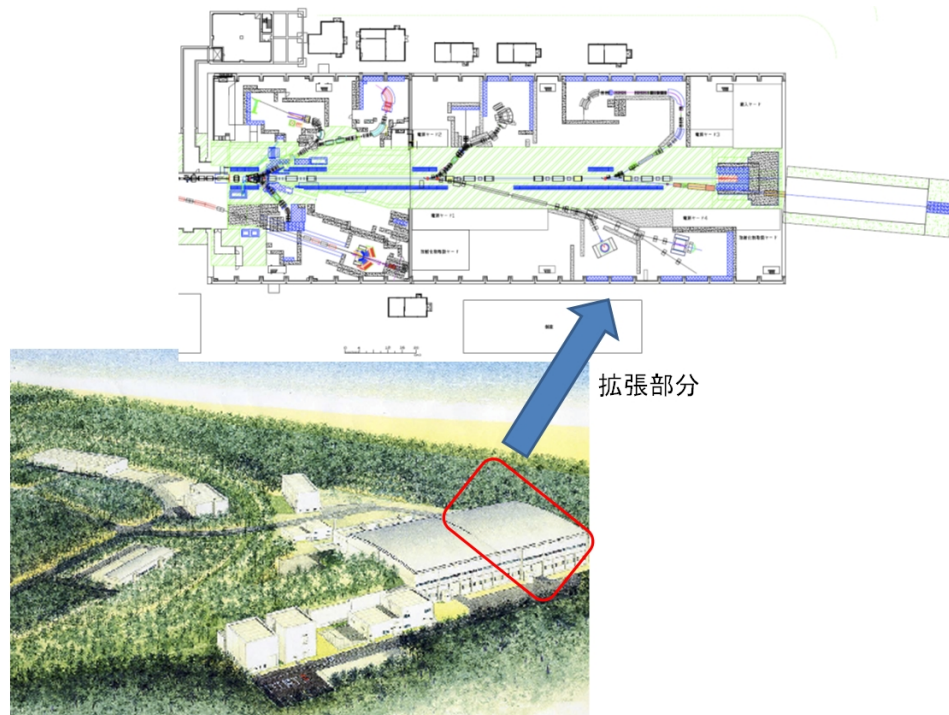


図 2: ハドロン物理って何？

4.1 ハドロン WG と ハイパー核・ストレンジネス核物理 WG の関係

ハイパー核・ストレンジネス核物理研究では、ストレンジネス (s) を含む Λ 粒子や $\bar{K}$ 中間子を原子核中に埋め込み、核構造の変化、バリオン間相互作用 (核力) を理解するという研究がすすめられている。このハイパー核を “原子核” という高密度核物質中に Λ 粒子を束縛させる、または埋め込んでいる、と解釈すると、この時に埋め込まれた “ Λ ” の特性は真空中での “ Λ ” と同じであるのか？ 違うのか？ というハドロン物理研究で問題としている “核物質中のハドロンの特性” と非常に深く結びついているものといえる。特に重いハイパー核研究を通し、核物質中の Λ の特性を如何に導き出していくのか？ というのは非常に深くハドロン物理の課題の一つ “核物質中でのハドロンの質量” と結びつく課題と言える。

4.2 ハドロン WG と 高エネルギー重イオン衝突 WG の関係

近年の RHIC・LHC 等の研究成果では、高エネルギー重イオン衝突により生成される高温核物質中において クォーク・グルーオン・プラズマ (QGP) 状態が生成されているという証拠を与えている。この高温核物質中でのハドロン、特にベクトル中間子の質量分布の精密測定は、原子核中での測定同様 高温・高密度環境下でのカイラル対称性の部分的回復に関する情報を高温・高密度という違った側面から解明する関連性の高い研究課題である。高エネルギー重イオン衝突実験では QGP というカラー場の中に存在するベクトル中間子を測定するため、直接カイラル対称性の部分的回復といった効果を測定できる可能性がある反面、QGP というカラー場は急激に膨張、そしてハドロンへとフリーズアウトするという環境が急激に変化しているという複雑な系の上での観測となる。

一方、これまで議論してきた原子核中にベクトル中間子を埋め込む研究では、場となる高密度核物質＝原子核は静的であることや、 (π, n) 反応など素過程を選ぶことにより測定したい粒子 (ベクトル中間子) を選択的に生成することにより、生成－反応分離した測定可能である反面、測定量がどのようにカイラル対称性の部分的回復に結びついて行くのか？について理論的な指標が必要である。以上のことから、これらの研究は ”カイラル対称性の部分的回復 ”を追求するための相補的な研究と言える。

一方、QGP という ”クオークスーブ ”が出来ることに注目し、QGP 中でのクオーク融合 (coalescence) でのエキゾチックハドロンの生成の可能性に言及した理論的研究が発表されている。この QGP 中でのエキゾチックハドロンの探索はハドロンの物理と強い関連のある興味深い研究課題である。

4.3 ハドロンの WG と 核子構造 WG の関係

QCD の教えるところでは、観測するエネルギースケールの違いによりハドロンの記述は違ってくる。核子構造研究の舞台である高エネルギー領域では、ハドロンはパートンの集合体として表される。一方で、低エネルギーでは ハドロンは構成子クオーク や、メソン－バリオン分子状態といった自由度を使って理解、記述できることが知られている。では、高エネルギー領域から低エネルギー領域にかけてどのようにつながっていくのか？というのは究極の課題ではあるが未だ明確な指標はない。このつながりの解明は QCD 多体系としてハドロンをどのように理解していくのか？につながっていくと考える。

4.4 タイムライン

4.5 リソース

以下にハドロンの物理に携わる人的なリソース及び予算規模をまとめる。

人的なリソース

J-PARC 関係	50名
ELPH	50名
LEPS	80名
Belle ハドロン	20名

予算規模

5 まとめと展望

参考文献

- [1] B.S. Zou. *Nucl.Phys.*, Vol. A790, pp. 110–115, 2007.
- [2] M. Sumihama, et al. *Phys.Rev.*, Vol. C80, p. 052201, 2009.

施設整備

J-PARC high-p line 建設 2 0 億円

J-PARC ハドロンホール拡張 1 3 0 億円

運営経費

ELPH 2 億円/年

J-PARC

各施設での実験実施 5 億円/年

[3] M. Sumihama, et al. *Phys.Lett.*, Vol. B657, pp. 32–37, 2007.