

## 2.4 ハドロン物理

### Hadron Physics

大西宏明	OHNISHI Hiroaki	代表、理化学研究所・仁科加速器研究センター
石川貴嗣	ISHIKAWA Takatsugu	副代表、東北大学・電子光理学研究センター
小沢恭一郎	OZAWA Kyoichiro	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
新山雅之	NIIYAMA Masayuki	京都大学・大学院理学研究科
成木恵	NARUKI Megumi	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
武藤亮太郎	MUTO Ryotaro	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
江角晋一	ESUMI Shinichi	筑波大学・数理物質科学研究科
板橋健太	ITAHASHI Kenta	理化学研究所・仁科加速器研究センター
菅谷頼仁	SUGAYA Yorihiro	大阪大学・核物理研究センター
森野雄平	MORINO Yuhei	大阪大学・核物理研究センター
住浜水季	SUMIHAMA Mizuki	岐阜大学・教育学部
安井繁宏	YASUI Shigehiro	高エネルギー加速器研究機構・素粒子原子核研究所
慈道大介	JIDO Daisuke	京都大学・基礎物理学研究所
中野貴志	NAKANO Takashi	世話人、大阪大学・核物理研究センター

## 2.4.1 序

### 2.4.1.1 はじめに

ハドロン物理とは、ハドロンの世界を記述する有効自由度 (内部自由度) は何なのか? ハドロン間相互作用は如何に記述されているのか? を明らかにし、低エネルギーのクォーク・グルーオン多体系の織りなす現象を量子色力学 (QCD) を礎に理解してゆく物理である。

ハドロン物理の歴史は、1930 年の中性子発見、1947 年の  $\pi$  メソン発見、さらには 1974 年のチャームクォークの発見から始まり、これまでに 140 種類以上のバリオンの、180 種類以上のメソンという大量のハドロンが発見されてきた。その後、これら数多く発見されたハドロンの特性を如何に理解していくのかという問いに答えるべく、導出されたモデルが構成子クォーク模型 (constituent quark model [1]) 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สปิน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質量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取って来た**と言える。

しかしながら、ハドロンの励起状態の中の単純な構成子クォーク模型では理解できない状態の発見、 $\sigma$ ,  $\kappa$ ,  $a_0(980)$ ,  $f_0(980)$  等のスカラーメソンの内部構造の問題、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  $N(1440)$  の内部構造の問題などについて、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が付けられていない。また、構成子クォーク模型では存在の予言がされているが、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る。これらの事実は構成子クォークはもはや質量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ハドロンを記述する有効自由度と考えられ、**ハドロン画像の再構成**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もある。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、**ハドロン内部構造や相互作用を記述するため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。その突破口となる実験結果が、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 メソン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。

一方、上述のハドロンの構造・有効自由度の理解と不可分な問題としてハドロン間相互作用の理解が挙げられる。ハドロン間相互作用を通じて、ハドロン物理で重要な役割を果たすカイラル対称性とその自発的破れについて理解を深めることを目的に実験的・理論的研究が活発に進められている。ハドロン間相互作用は現象論的なメソン交換模型やカイラル摂動論等の低エネルギー有効理論・有効模型などを用いて記述されてきた。また、真空中での相互作用については格子 QCD による直接計算も急速に発展している。カイラル摂動論は QCD の持つカイラル対称性とその破れを反映した低エネル

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てきた。さらに、カイラル有効理論は、低エネルギー定理を内包し 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量と関係づけ、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、核子間相互作用にも応用され、核子-核子散乱の位相差などを定量的に再現している。これらの成功により、この (カイラル) 有効理論は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と発展している。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メソン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、ハドロン動力学が記述され理解されようとしている。すなわち、QCD からハドロン間相互作用の理解への筋道がカイラル対称性の視点から理論的に示されつつある。さらに、対称性の自発的破れが相転移現象である事に注目すると、環境変化に伴う自発的破れの変化を確認することで、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検証を得ることができる。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の質量スペクトラム、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。カイラル対称性部分的回復に関する重要な実験結果としては、ドイツ GSI や RIBF を中心に行われている  $\pi$  メソン原子スペクトルの精密測定や、KEK-PS で行われた原子核中での  $\phi$  メソン質量減少の観測などを挙げることができる。

本レポートでは、ハドロン物理の目標を再確認するべく、これまでに行われてきた実験事実をまとめ、その背後に存在する物理は何であるのか? に注目した議論を展開する。

#### 2.4.1.2 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とその部分的回復、(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

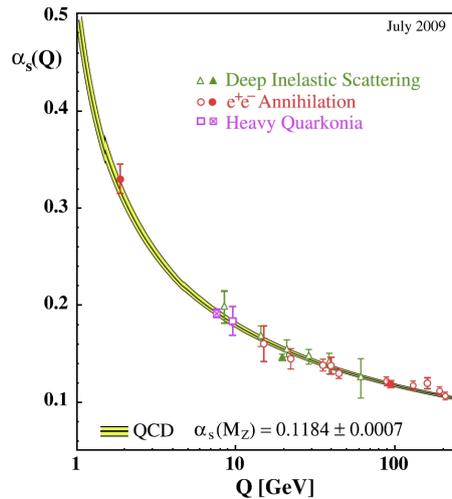


図 2.4.1: エネルギースケールと QCD 結合定数。高エネルギー極限では結合定数は小さくなっていく [2]。

としているべき研究課題について議論する。

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。この格子 QCD 計算によって QCD からハドロンの特性を直接導く、すなわち素粒子であるクォーク・グルーオン相互作用からハドロンを QCD 多体系として表現できるようになった。しかしながら、クォーク・グルーオンの世界とハドロンの世界の間には存在するかも知れない特徴的なエネルギースケールを予言するものではなく、

我々の考える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 多体系としての物質の性質について理解することであると考え。そのために低エネルギー QCD の世界の有効自由度が顕著に現れる現象を実験データから明らかにし、有効理論や格子 QCD 計算によって理解を深めて行くことが重要である (図 2.4.3 参照)。

### 2.4.1.3 カラーの閉じ込め研究とスペクトロスコピー

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 (カラーシングレット) のでグルーオンの直接的な交換は存在しない。ではカラーシングレットであるハドロンや原子核において強い相互作用はどのように存在するのだろうか。そもそもカラーシングレットのオブジェクトは QCD のどのような機構によって出来上がるのだろうか。今知られているハドロン以外にカラーシングレットのオブジェクトは存在するのだろうか。このような問いに大きなヒントを与えるのがハドロンの質量スペクトロスコピーである。

QCD ラグランジアンにおける“裸のクォーク”は近似的にゼロ質量とみなすことができるので、カイラル対称性がよい近似として成り立つ。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くことによって、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。このときダイナミカルにカイラル対称性は失われ、カイラル対称性は自発的に破れる。(詳しくは 2.2 節

で述べる。) このためクォークはゼロ質量ではなく大きな質量をもつ。このようにダイナミカルに質量を獲得したクォークはダイナミカルなクォーク (あるいは構成子クォーク) と言われており、その質量はおよそ  $m_u \simeq m_d \simeq 400 \text{ MeV}/c^2$ ,  $m_s \simeq 500 \text{ MeV}/c^2$  程度であると考えられている。ハドロンはダイナミカルなクォークを構成要素として形成されていると考えることができる。メソンはクォーク-反クォークの2体系、バリオンは3つのクォークの3体系であるとして、閉じ込めを現象論的に考慮したポテンシャル (線形ポテンシャル) を用いることで、基底状態のハドロンの多くの性質 (質量、スピン、パリティ、磁気モーメントなど) が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 (図 2.4.2)。これがクォークモデルという考え方である。さらにチャーモニウム ( $c\bar{c}$ ) やボトムニウム ( $b\bar{b}$ ) の質量スペクトラムについてはクォークモデルはよい精度で成り立つことが示され、閉じ込めポテンシャルの解明に大きな役割を果たした。 ( $D\bar{D}$  あるいは  $B\bar{B}$  閾値以上については 2.3 節で述べる。)

しかし、クォークモデルは全てのハドロンの励起状態を説明するわけではない。例えば、 $u$ 、 $d$ 、 $s$  クォークで構成されるスピン・パリティ  $1/2^-$  の最低質量バリオンである  $\Lambda(1405)$  に代表されるようなバリオン励起状態の質量は必ずしも再現することはできない。またクォークモデルでは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。この問題は、

- ダイナミカルなクォークはハドロンを記述する有効自由度として本質的なのか?
- 励起状態において、クォークモデルを適用することができない新しい有効自由度が発現したのか?
- QCD においてハドロンを記述する有効自由度を決定するメカニズムは何なのか?

という新たな問題につながる。

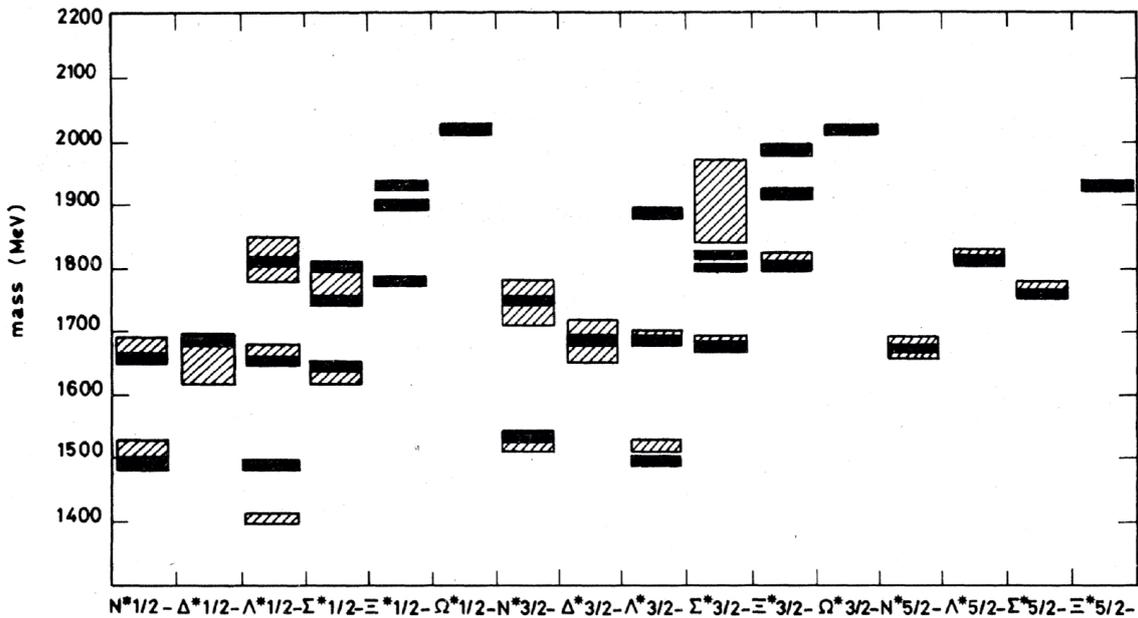


図 2.4.2: バリオンの負パリティの励起状態の質量スペクトラム。斜線の部分は実験値であり、黒い部分はクォークモデルによる理論値である [3]。

一方、ハドロンの基底状態を基本となる有効自由度と見なして、ハドロンの励起状態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と呼ぶ）がある。ハドロンモデルでは、ハドロン間の相互作用によってハドロンの励起状態はダイナミカルに生成されると考えられる。例えば、 $\Lambda(1405)$ ,  $f_0(600)$ ,  $f_0(980)$ ,  $a_0(980)$  はそれぞれ  $\bar{K}N$  と  $\pi\Sigma$ ,  $\pi\pi$ ,  $\bar{K}K$  束縛状態/共鳴状態と仮定することで実験事実をよく再現することが知られている。

これまでのクォークモデルあるいはハドロンモデルの成功は、ハドロンの構造と相互作用について、低エネルギーにおいて裸のクォークとは異なる有効自由度が存在する可能性を示唆している。しかし、どのようなエネルギースケールにおいてどのような有効自由度（クォークモデルにおけるダイナミカルなクォークやハドロンモデルにおけるハドロンなど）が現れるのか、有効自由度はどのような機構を通して現れるのかという問いは、QCD によって完全に解明されているわけではない。この問いはクォークの閉じ込めと密接に関係しており、将来における重要な課題として残されている。実験手段として、ハドロンの質量スペクトロスコピーは、クォークの閉じ込めの理解に大きな役割を果たしており、ハドロンの有効自由度の探索においても強力なツールであり続けるであろう。近年のエキゾチックなハドロン（ペンタクォークやテトラクォーク）の候補の実験による発見は、低エネルギーのスケールにおけるクォーク・グルーオンの世界とハドロンの世界の境界において新たな物質階層（クォーク状態とハドロン分子の混合状態など）が出現している可能性を示唆している。今後のエキゾチックなハドロンの物理の発展は、ハドロン内部の有効自由度の解明に繋がるとともに、その背後に潜むカラー閉じ込め機構の起源の探求の突破口になることが期待される。

#### 2.4.1.4 カイラル対称性の部分的回復

カイラル対称性の自発的破れは、強い相互作用の織りなす多彩な現象のひとつである。このような相転移現象が実際に起きていることを実験的に確認することは QCD の真空構造を理解する基礎を与える。また、カイラル対称性の破れの機構を理解することはハドロン構造・動力学を明らかにするために重要である。したがって、核物質中でカイラル対称性が部分的に回復していることを実験的に証明し、定量的にどの程度回復しているかを示すことは、ハドロン物理にとって重要な課題である。そのためには、原子核中でのハドロンの性質の変化をさまざまな系で系統的に観測し分析することによって、クォーク凝縮等の相構造に直接関係する普遍的な物理量を引き出す必要がある。

**カイラル対称性**は、クォークの右巻き成分と左巻き成分をフレーバー空間で独立に回転させる対称性で、QCD はクォーク質量がゼロの極限（カイラル極限）で厳密にこの対称性を持つ。現実のクォークは有限な質量を持つが、アップ、ダウン、ストレンジクォークの質量は QCD の典型的な質量スケールより小さいので、カイラル対称性が厳密に成り立つカイラル極限はよい議論の出発点となる。カイラル対称性はクォーク質量が有限であればあらわに破れる一方で、低エネルギーでは強い相互作用により、物理状態によって**カイラル対称性が自発的に破れる**。このような対称性の自発的破れという QCD の非摂動的現象は、低エネルギーのハドロン構造や動力学を理解する上で重要な概念となっている。例えば、カイラル対称性の自発的破れに伴って、 $\pi$  メソン、 $K$  メソンや  $\eta$  メソンが**南部-Goldstone ボゾン**として現れ、これらが他のハドロンと比べて小さい質量を持つことが説明される。また、クォークが数百 MeV の質量を獲得し、核子などのハドロンの質量生成機構を与えられている。

カイラル対称性が存在し低エネルギーで自発的に破れているという事実は、ハドロン観測量を特徴づける重要な結論を導く。例えば、 $\pi$  メソンの質量と崩壊定数をクォーク凝縮と結び付ける Gell-Mann

Oakes Renner 関係式、 $\pi$  メソン・核子結合定数と核子の軸性電荷を結びつける Goldberger-Treiman 関係式などの低エネルギー定理が挙げられる。さらに、カイラル対称性が自発的に破れていることを積極的に利用し、南部-Goldstone ボゾンを特別な自由度とみなすことで、**カイラル摂動論**という南部-Goldstone ボゾンとハドロンの相互作用を系統的に記述する理論体系が得られる。

カイラル対称性の自発的破れを特徴付ける物理量の一つとして、**クォーク凝縮**  $\langle \bar{q}q \rangle$  があげられる。ハドロン反応によって行われる実験では、クォークはハドロン内部に閉じ込められているので、観測量はハドロン物理量で得られ、クォーク凝縮等のクォーク・グルーオンに関する量を直接実験から得ることはできない。従って、クォーク・グルーオンによって表される QCD 物理量の値を現象論的に実験から評価するには、それらをハドロン物理量と関係付けるため、低エネルギー定理や有効理論などを用いた理論的考察が必要不可欠である。近年では、格子 QCD によって直接計算もなされている。

カイラル対称性の自発的破れは相転移現象であるので、破れた対称性は高温や高密度などの環境下で回復すると考えられている。カイラル対称性が完全に回復するような極限的な状況にならなくても、原子核密度程度の有限密度系では、**カイラル対称性が部分的に回復**しクォーク凝縮の大きさが顕著に小さくなることが予想されている。実際、線形密度（低密度）近似に基づく関係式と低エネルギー  $\pi N$  散乱データを用いると、核物質中でクォーク凝縮の大きさが3割から4割程度小さくなることが理論的に示唆されている。異なる環境下でカイラル対称性が部分的にでも回復することを実験的に示すことによって、真空中でのカイラル対称性の自発的破れを実証することで、南部理論が正しいことを示す直接的な実験的証拠となる。このようなクォーク凝縮の変化等 QCD におけるより本質的な現象は、実際の反応実験ではハドロン物理量の変化として観測される。

核密度程度の有限密度系は原子核中に実現されており、地上実験で容易に用意することができる。原子核中におけるハドロンの生成過程を観測することで、ハドロンの核媒質中での性質の変化を実験的に知ることができる。ハドロンの原子核中での性質を観測する方法としては、原子核標的を用いて陽子や  $\pi$  メソンビームなどで原子核中にハドロンを生成し、そのハドロンを崩壊粒子の不変質量スペクトルで観測する方法や、移行反応を用いて原子核中にハドロンの束縛状態を生成し、射出粒子の質量欠損分光により観測する方法などがある。観測されたスペクトラムから、ハドロンの性質の原子核中での変化、すなわちハドロンと原子核の相互作用を得ることができる。そこから、より基本的・普遍的な物理量に還元するためには、低エネルギー定理や有効理論を用いた理論的考察が必要である。

#### 2.4.1.5 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) 対称性に注目し行なってきたものであった。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は軽いクォークだけを含む時と大きく異なっている可能性がある。

ハドロンの質量スペクトルにおいて、重いクォークを含むハドロンのスペクトルの変化が閾値付近

で起きるとき、ハドロンの質量が崩壊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を開く可能性を示唆するものである。チャーム・ボトムクォークの大きな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 (Heavy Quark Effective Theory (HQET), Non-Relativistic QCD (NRQCD), potential Non-Relativistic QCD (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の一つとなるだろう。

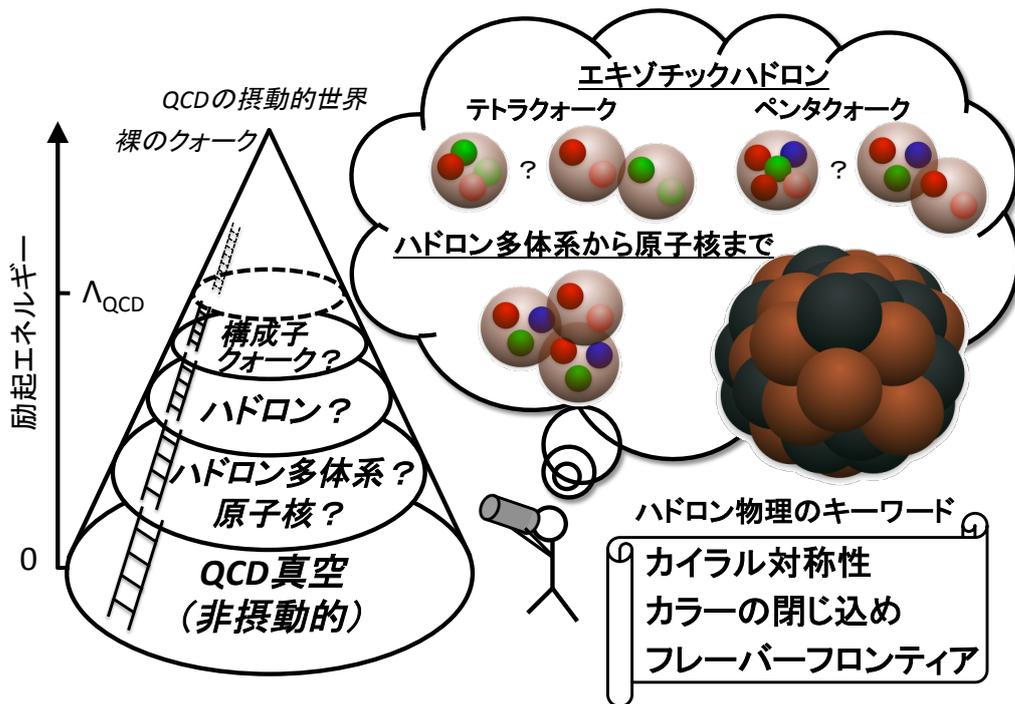


図 2.4.3: ハドロン物理とは何か? QCD はエネルギースケールによって異なる様相を表す。QCD 真空からの励起エネルギーで特徴づけられる階層構造 (QCD 真空、ハドロン多体系、ハドロン、構成子クォーク、裸のクォーク) を理解することが重要である (本文参照)。

## 2.4.2 最近の進展

### 2.4.2.1 “カラー閉じ込め”と“ハドロンの階層構造”の探求

カラーの閉じ込めを研究する上で最も基本的で重要な測定量はハドロンの質量スペクトルである。ハドロンのスピン・フレーバーに着目して質量スペクトルを整理することで構成子クォーク間の相互作用や閉じ込めポテンシャルの理解が進んできた。また、構成子クォーク模型の予想から外れたハドロンの性質から単純な構成子クォーク以外の有効自由度の出現を研究する事ができる。近年の理論研究の発展から、構成子クォーク以外の有効自由度としてメソン・メソンやメソン・バリオンといった自由度によるハドロン構造の理解も進んでいる。さらに、2003年以降、4つ以上のクォークが閉じ込められたマルチクォークハドロンの探査が急速に発展してきた。このようなマルチクォークハドロンの内部構造からダイクォーク相関などのハドロン内の有効自由度の階層構造を研究することができる。

この節では、フレーバー量子数により最小で5つのクォークで構成されるペンタクォーク ( $\Theta^+$ ) の探査、構成子クォーク模型の予想から外れたバリオン、メソンの研究について述べる。チャーム・ボトムクォークを含むエキゾチックメソンの研究については2.3節で詳しく述べる。

#### 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）となる時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、つまり異種ハドロン（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  $uudds\bar{s}$  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。

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た  $\gamma n \rightarrow K^- K^+ n$  反応の測定から、フェルミ運動量の補正を行うことで  $K^+ n$  の不変質量分布で質量 1535 MeV、幅 25 MeV 以下の細いピークが観測された [4]。このバリオンは  $S = +1$  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  $uudd\bar{s}$  の4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幅 100 MeV 程度に比較して随分細い。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、 $\Theta^+$  と名付けられた。 $\Theta^+$  は1997年にロシアの Diakonov、Petrov、Polyakov によって予言されたクォーク 4つと反クォーク 1つの反十重項の中で最も軽い粒子と解釈できる [5]。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  $\Theta^+$  の探索が行われた。

米国 Jefferson 国立研究所の CLAS スペクトロメータでの光子ビーム [6]、日本の高エネルギー加速器研究機構 KEK での  $\pi^-$  ビーム [7]、ドイツの COSY-TOF [8] での陽子ビームを使った実験で

は、ひとたび  $\Theta^+$  の存在が報告されたが、統計量を上げた再実験ではいずれも  $\Theta^+$  のピークが確認されなかった [9, 10]。また多くの高エネルギー  $e^+e^-$  衝突実験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  $\Theta^+$  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。そんな中 2009 年には再び SPring-8/LEPS での実験で  $\Theta^+$  のピークが報告された。今度は重水素標的を使った  $\gamma d \rightarrow K^+K^-pn$  反応における  $K^+n$  の不変質量分布において  $\Theta^+$  ピークが観測された [11]。LEPS と CLAS では同じ光子ビームを使っているといっても覆っている運動学的領域が大きく異なるので必ずしも矛盾しているとは言えない。いずれにしても  $\Theta^+$  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、 $K^*(892)N$  との結合が小さく、崩壊幅が数  $\text{MeV}/c^2$  以下と極めて細い、ということが現在までに言われている。  $\Theta^+$  の精度のよい幅の直接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  $K^0p$  不変質量分布で  $\Theta^+$  ピークを観測しており、統計的な有意性がそれほどあるわけではないが幅は  $0.36 \pm 0.11 \text{ MeV}/c^2$  と結論づけられている。

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、 $\Xi^{--} (ddss\bar{u})$  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  $1862 \pm 2 \text{ MeV}/c^2$  と報告されている [12]。しかしながらこの状態は、その後探索が行われた DESY/HERA-B [13] や CERN/WA89 [14] では存在しないと報告されている。

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、 $U$  スピン<sup>1</sup>の保存と絡めて反十重項のメンバーの可能性が指摘されている。このピークに関しては、 $\bar{s}s$  を含んでいるので、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。

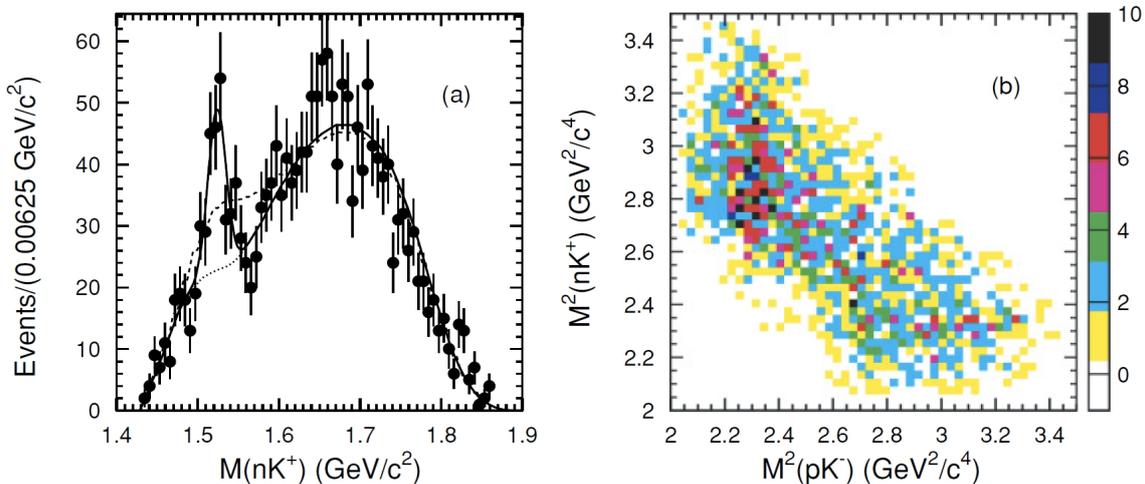


図 2.4.4: SPring-8/LEPS 実験で発見・確認されたペンタクォーク候補。左は崩壊粒子の  $K^+$  メソンと中性子から再構成した質量分布であり、右は  $pK^-$  と  $nK^+$  の二乗質量の相関である。  $\Theta^+$  の質量に対応する  $1535 \text{ MeV}/c^2$  付近にピークあるいはイベントの集積が見られる [11]。

<sup>1</sup> $u-d$  クォークの交換に対する対称性のアイソスピン ( $I$  スピン) に対して、 $d-s$  クォークの交換に対する対称性を  $U$  スピンと言う。

### バリオン共鳴の研究

現在まで、80種類以上のバリオンの存在が報告されているが、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は低エネルギースケールでの QCD によって決定されている。バリオン共鳴の質量は構成子クォーク模型による説明で一定の成功を収めているが、その他の性質は統一的な理解には至っていない。ハドロンの励起状態は単純な 1 クォーク励起の自由度では理解しきれない点が現象の複雑さと豊かさを生んでいると言えよう。すなわち、バリオンの励起エネルギーは真空中からのクォーク・反クォーク対生成のエネルギーと同程度であり、メソン・バリオン分子やダイクォーク相関などの自由度が重要な役割を果たすと考えられる。このようなハドロンの性質を詳細に測定し、クォーク模型やハドロン分子模型、格子 QCD による計算を通して低エネルギー QCD の現象を理解することがバリオン共鳴の研究の目的である。バリオン共鳴の時間スケールは短く、生成・崩壊過程の始状態・終状態粒子との結合と切り離す事ができない。そのため、 $\pi$  メソンビーム、陽子ビーム、光子ビーム等複数のチャンネルの反応微分断面積や偏極量の情報を総合して理解を進める必要がある。また、陽子標的と比べ中性子標的からのバリオン生成は十分には調べられておらず、近年の測定から重要な発見がなされている。特に、2.1.1 節で挙げたペンタクォーク候補  $N(1670)$  は中性子標的からの  $\eta$  メソン光生成というアイソスピンと  $U$ -スピンを選択した反応で観測されていることは、様々な始状態、終状態での測定の重要性を示している。

序論 2.4.1.1 節でも述べたがバリオン共鳴のスペクトルにはナイーブなクォーク模型では理解できていない問題が残っている。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  $N(1535)$  で、予言に反してその質量は  $N(1440)$  よりも重い。また、重いストレンジクォークを含んだ  $L = 1$  の励起である  $\Lambda(1405)$  が  $N(1535)$  よりも軽いことも単純なクォーク模型では説明できない。これらの現象はバリオン共鳴が単純な 1 クォーク励起ではなく、付加的なクォーク・反クォーク対との混合が重要であることを示している。すなわち、 $N(1535)$  は  $uud[ss]$ 、 $N(1440)$  は  $uud[dd]$ 、 $\Lambda(1405)$  は  $uds[u\bar{u}]$  状態との混合があり、バリオン内のクォーク相関やメソン・バリオン分子状態などの構造が重要な役割を果たしていると予想される [15]。

$\Lambda(1405)$  は発見当初から  $uds$  の 3 クォーク共鳴ではなく、 $\bar{K}$  メソンと核子との分子状態であることが示唆されて来た [16]。これは構成子クォーク以外の有効自由度が顕著に現れているバリオンとして非常に興味深い。また、近年活発に探索されている  $\bar{K}$  メソン束縛原子核の理論予想は  $\Lambda(1405)$  が  $\bar{K}N$  束縛状態であるという議論と密接に関係し、 $\Lambda(1405)$  の内部構造や質量 ( $\bar{K}N$  束縛エネルギー) に大きな興味もたれている。国内での研究成果としては SPring-8/LEPS での光生成が挙げられる。これは  $\Lambda(1405)$  の光生成としては初めての測定であり、生成閾値近傍で予想外に大きな生成断面積を観測した [17]。今後詳細な研究が必要であるが、 $\Lambda(1405)$  の内部構造の特異性を示唆している。

次に、SPring-8/LEPS での  $\eta$  メソン光生成反応の興味深い結果について述べる。 $\eta$  メソンの光生成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 [18] は、 $\eta$  メソンに強く結合すること、2150 MeV 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解釈できる。また、 $\pi^0$  メソン光生成反応でも 2400 MeV 近傍に共鳴状態と考えられる構造が観測されている [19]。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。

### スカラーメソンの研究

2.4.1.1 節でも触れたように、スカラーメソンの内部構造は十分には理解されていない。スカラー

メソンは2つの擬スカラーメソンとの結合が強く、また寿命が短いために実験的な同定が難しい。特に、 $\sigma$ メソンや $\kappa$ メソン等は $\pi$ メソン、 $K$ メソンのカイラルパートナーとなる重要な粒子であるが、その質量や幅は実験的には長い間不確定であった。近年の海外の研究成果として、 $D^+ \rightarrow \pi^+\pi^+\pi^-$  崩壊 [20]、及び、 $J/\psi \rightarrow \omega\pi^+\pi^-$  崩壊 [21] の  $\pi^+\pi^-$  対の不変質量分布の測定による  $\sigma$ メソンの同定、さらに  $D^+ \rightarrow K^-\pi^-\pi^+$  崩壊の  $K\pi$  対からの  $\kappa$ メソンの測定 [22] が挙げられる。これらは始状態、終状態のスピン・アイソスピンを絞った非常にクリーンな測定であり、 $\sigma$ メソン、 $\kappa$ メソンの質量と崩壊幅の決定に重要な役割を果たした。一方、国内での進展としては SPring-8/LEPS 実験での  $\vec{\gamma}p \rightarrow K^*(892)\Sigma^+$  反応のメカニズムから  $\kappa$ メソンの寄与を探った研究 [23] が挙げられる。この測定では直線偏光線の偏光方向に対する  $K^*(892)$ メソンの崩壊異方性から  $t$ -channel に  $\kappa$ メソンを交換する反応を同定した。いずれの研究も  $\sigma$ 、 $\kappa$ メソンの質量や幅などの基本的な物理量を測定したものであり、その内部構造の理解へどのようにアプローチするか、理論・実験ともに今後の進展が望まれる。

$\sigma$ メソン、 $\kappa$ メソンについて軽いスカラーメソンが  $f_0(980)$  と  $a_0(980)$  である。これらのメソンは質量が2つの  $K$ メソンの和に近く、 $K$ メソン・ $\bar{K}$ メソン分子状態である可能性が示唆されてきた。これらの内部構造を探る実験の進展として、KEK Belle 実験での  $\gamma\gamma$  部分崩壊幅 ( $\Gamma_{\gamma\gamma}$ ) の測定 [24, 25] が挙げられる。 $\Gamma_{\gamma\gamma}$  はメソンの形状因子を反映し内部構造がクォーク・反クォーク対か、4つのクォークから構成されるかという情報が得られる。Belle 実験の測定では  $f_0(980)$  について  $\Gamma_{\gamma\gamma} \sim 205$  eV と非常に狭く、4クォーク仮説と無矛盾な結果が得られている。 $a_0(980)$  についても系統誤差が大きいものの、 $f_0(980)$  と同程度の狭い  $\gamma\gamma$  部分崩壊幅が得られている。

さらに、これらのスカラーメソンがメソン・メソン分子のような空間的に広がった状態か、コンパクトな4クォーク束縛状態か、という難しい問題に答える興味深い手法が理論研究から提示されている [26]。この研究では重イオン衝突からのハドロン生成について、クォーク物質層でのコアレスセンス<sup>2</sup>とハドロン物質層でのコアレスセンスとを考察し、ハドロンの生成率の系統的な比較からハドロンの内部構造の情報を得る手法が提案された。彼らの研究では、米国 BNL STAR 実験での  $f_0(980)$ 、 $\pi$ 、 $\rho^0$ メソンの生成率の比較から  $f_0(980)$  がコンパクトな4クォーク状態だけで構成されるのではなく、空間的に広がった分子的な状態を多く含むと主張している。今後、CERN LHC での重イオン衝突実験のデータからもこのような視点でのハドロンの内部構造に関する系統的な研究が期待される。

### 2.4.2.2 カイラル対称性の部分的回復

原子核とハドロンの相互作用の実験的観測は、ハドロンの核媒質中での性質を調べるために有力な手段である。媒質中でのハドロンの性質の変化は、より微視的には有限密度中でのクォーク・グルーオンの性質によって記述される (ハドロン・クォーク双対性)。したがって、ハドロン性質の変化を丹念に系統的に調べることは、有限密度での QCD の性質を理解することにつながる。その中でも最も重要なのが、原子核中でカイラル対称性が部分的に回復していることを実験的に示すことである。これまでに、通常原子核密度 (原子核中) において、クォーク凝縮  $\langle \bar{q}q \rangle$  の変化に起因する現象の観測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ドイツ GSI 研究所で行われた深い原子軌道に束縛された  $\pi^-$ メソンの束縛エネルギーと吸収幅の測定実験と原子核内で崩壊するベクターメソン不変質量測定実験 (電子・陽電子対測定) を挙げることができる。

<sup>2</sup>複数の粒子 (クォークレベルにおいてメソンの場合は  $\bar{q}$  と  $q$ , バリオンの場合は 3つの  $q$  など) が確率的に同じ位相空間中に存在したとき、束縛状態を形成するというモデル。

### $\pi$ メソン原子分光研究の成果

負電荷の  $\pi$  メソンがクーロン相互作用により原子核に束縛された状態を  $\pi$  メソン原子と呼ぶ。その  $\pi$  メソン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、前者が大きいが、錫や鉛のような重い原子核の場合両者は同程度で、 $\pi$  メソン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  $\pi$  メソン原子のエネルギー準位を分光する事によって、 $\pi$  メソン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 [27]。

$\pi$  メソン原子の研究は、標的物質中に負電荷  $\pi$  メソン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  $\pi$  メソンと原子核が接近し、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  $\pi$  メソン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  $\pi$  メソン鉛 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 (図 2.4.5 参照) [28]。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  $\pi$

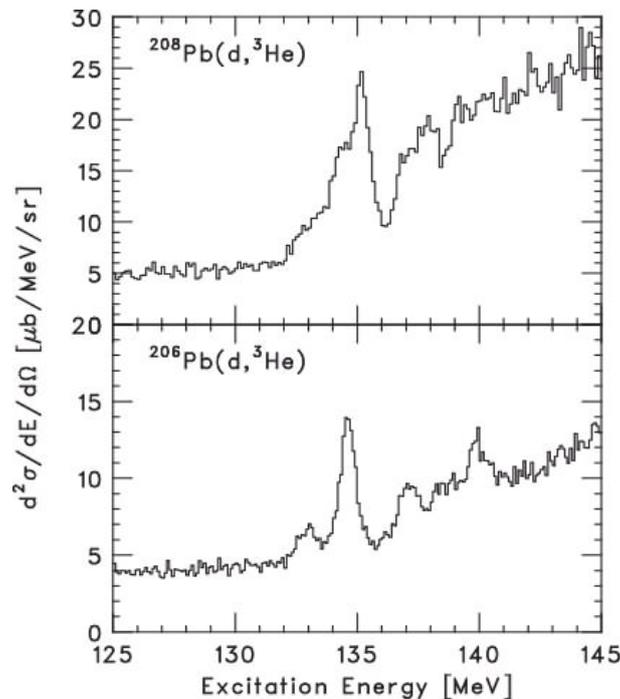


図 2.4.5: GSI で確認された  $\pi$  メソン鉛 207 原子 [28]

メソン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  $\pi$  メソン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碎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、 $\pi$  メソン鉛 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  $\pi$  メソンの  $2p$  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、 $\pi$  メソン鉛 205 原子として観測された [29]。

これらの観測により、 $\pi$  メソン・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、 $\pi$  メソン・原子核の相互作用をより精密に調べるため、 $\pi$  メソン錫同位

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 [27]。

一方で、真空中の  $\pi$  メソン-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、 $\pi$  メソン水素原子と重水素原子の高精度分光計測が行われた [30]。

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、 $\pi$  メソン-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 [31]。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 [31]。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 [27]。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、原子核中におけるカイラル対称性の部分的回復を裏付ける極めて重要な結果となった。

### 原子核中のベクターメソン質量測定

原子核中でのベクターメソン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メソン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メソンを生成し、その崩壊生成物である電子陽電子対をとらえ、ベクターメソン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メソンを用いる最大の利点である。

生成したベクターメソン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。 $\rho$  メソンは寿命が短く ( $c\tau \sim 1.3$  fm) 原子核内で崩壊しやすいが、幅が広い ( $\sim 150$  MeV/ $c^2$ ) ため質量分布の変化が検出しにくい。寿命の長い  $\omega$  メソン ( $c\tau \sim 23$  fm,  $\Gamma \sim 8.5$  MeV/ $c^2$ ) や  $\phi$  メソン ( $c\tau \sim 45$  fm,  $\Gamma \sim 4.3$  MeV/ $c^2$ ) については原子核内崩壊確率を増やすために、大きな原子核標的を用い、速度の小さいベクターメソン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、 $\rho$ ,  $\omega$  メソンの質量領域においても [32]、 $\phi$  メソンの質量領域においても [33]、真空中での質量分布では説明できない収量の増大が低質量側に観測された。特に  $\phi$  メソンについては、大きな原子核標的 (Cu) を用いて、小さな速度をもった  $\phi$  メソンを選んだ場合のみ、収量の有意な増加が観測された (図 2.4.6 参照)。この結果は、 $\phi$  メソン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。この増加量について、原子核密度中でベクターメソンの質量が減少し幅が広がる、というモデルによる再現を試みた。その結果、 $\rho$ ,  $\omega$  メソンは幅は広がらないが質量が通常原子核密度で 9 % 減少するという結論を得た [32]。一方、 $\phi$  メソンについては通常原子核密度で質量が 3.4 % 減少し幅が約 3.6 倍に広がるという結論を得た [33]。得られた質量の減少値は、初田・Lee による理論予想と無矛盾である [34]。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、ベクターメソン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メソンを生成し、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 [35]。

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、ベクターメソンの生成量の原子核標的

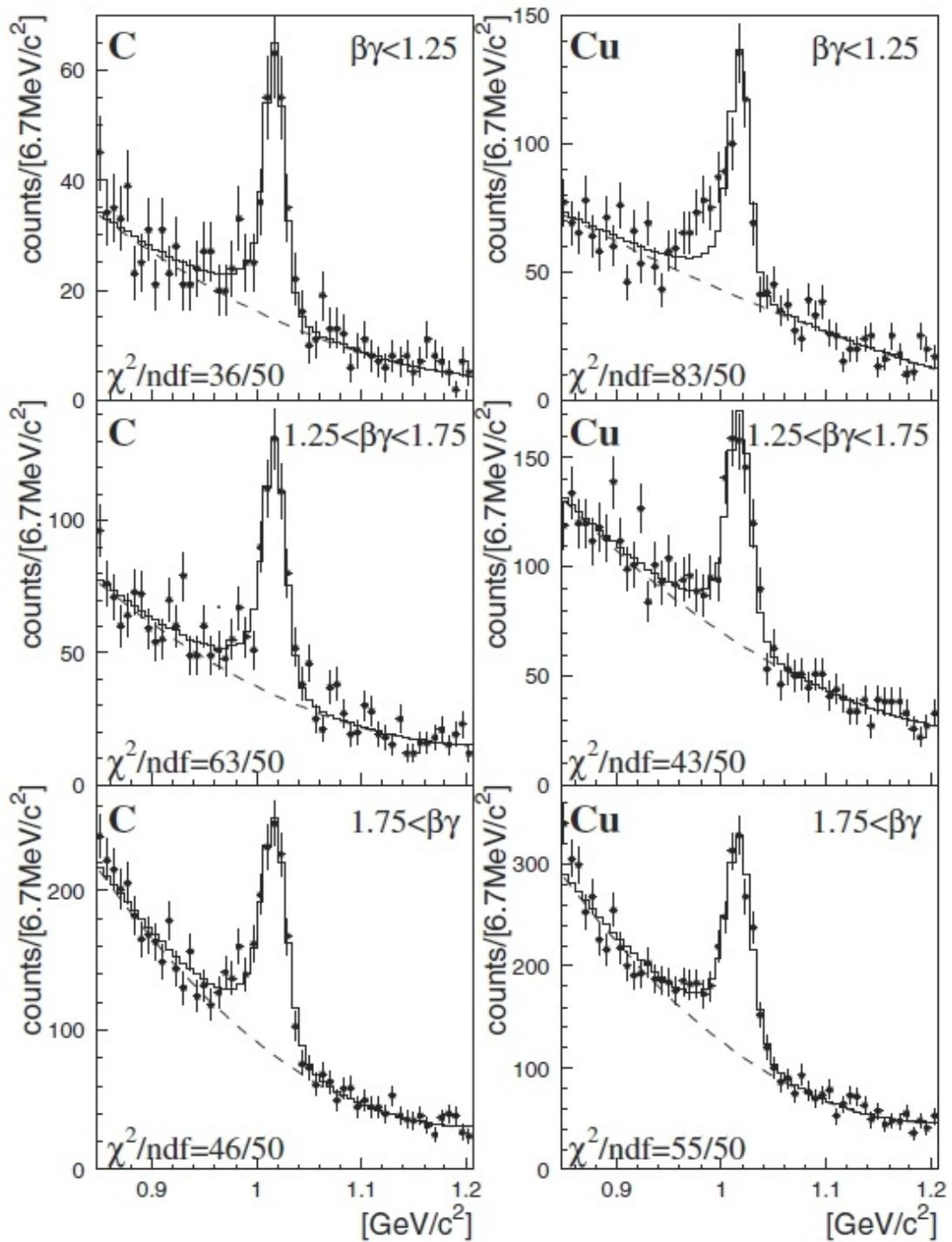


図 2.4.6: KEK-PS/E325 の実験結果 [33]。大きな原子核標的 (Cu) の結果において、速度の遅い ( $\beta\gamma$  が小さい)  $\phi$  メソンの質量分布の低質量側に真空中での質量分布では説明できない収量の増加を観測した。

依存性から、原子核物質内でのベクターメソン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 (LEPS [36]、CBELSA/TAPS [37]、CLAS g7 [38]) 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、このような実験結果は原子核内でベクターメソンの幅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。また、 $\phi$  メソン生成閾値領域での陽子・原子核反応実験 COSY-ANKE から原子核内でベクターメソンの幅が大きく広がっていることを示唆する結果が報告されている [39]。

ただし、そのようにして引き出された幅の広がり値は、KEK-PS E325 実験における質量分布測定より得られた値よりはるかに大きい。これらの結果に対する統一的な説明は得られておらず、これは今後明らかにしなければならない課題である。

### 2.4.2.3 フレーバ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  $1.25 \text{ GeV}/c^2$  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メソンのスペクトルはクーロン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、長い間チャームメソン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 [40]、Belle での  $X(3872)$  の発見 [41] 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

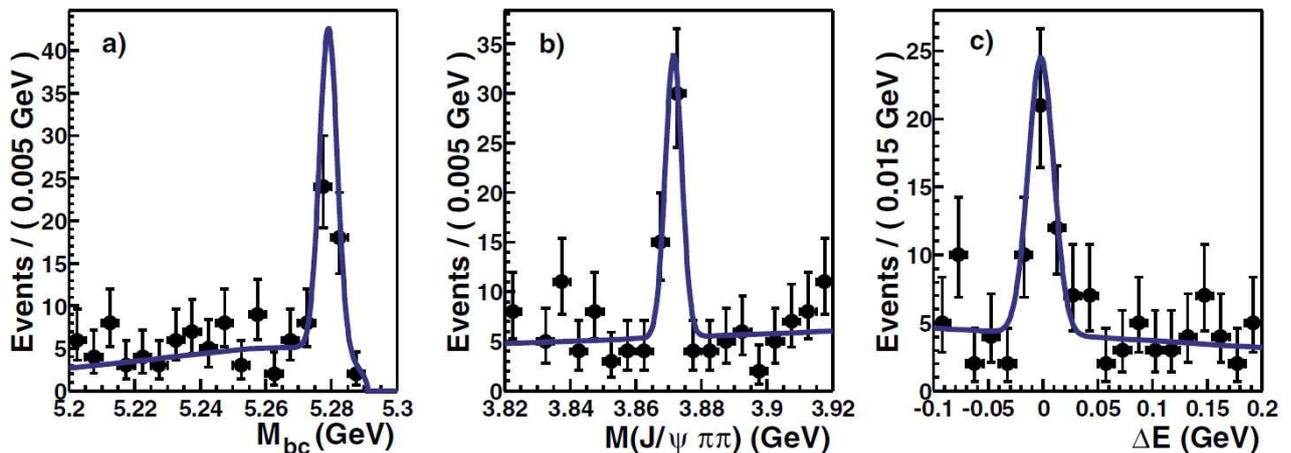


図 2.4.7: KEKB/Belle で発見された  $X(3872)$  (中図)。

ムメソンのスペクトロスコピーは加速度的に発展し、 $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  メソン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  $Z(4430)$  [42]、 $Z_b(10610)$   $Z_b(10650)$  [43] 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。

$D_s$ ,  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  メソンのいずれも  $D$  メソン・ $K$  メソン、或は、 $D$  メソン・ $\bar{D}$  メソン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  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  メソン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  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  メソンのうち、 $X(3872)$  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<sup>3</sup>が大きく  $\rho$  メソン経由などのベクタードミナンス模型が寄与するのにくらべ、 $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$  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 [44]。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 [45]、Belle では  $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$  崩壊が見つかっていない [46]。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、 $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  メソン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、理論と実験の協力体制で取り組んでいくべき問題である。

## 2.4.3 今後の計画

### 2.4.3.1 “カラー閉じ込め”と“ハドロンの階層構造”の探求の将来

2.4.2.1 節、2.4.2.3 節ではマルチクォークハドロンの研究について、 $u$ ,  $d$ ,  $s$  クォークの世界とチャーム・ボトムクォークを含む世界とに分けて紹介した。これらの研究は、マルチクォークハドロンの質量スペクトルや内部構造からクォークの閉じ込めやクォーク間の相関等の統一的な理解を目指している。どちらの研究でもペンタクォークやテトラクォークの候補の確立が短期・中期的な最重要課題であり、国内では J-PARC、SPring-8/LEPS, LEPS II 及び、KEKB, superKEKB が重要な研究拠点となる。この節では  $u$ ,  $d$ ,  $s$  クォークの世界での研究計画について述べ、チャーム・ボトムクォークについては 2.4.3.3 節で述べる。

#### メソン・バリオンスペクトロスコピーの将来

まず、ペンタクォークバリオン  $\Theta^+$  の存否は LEPS 実験での再確認が急務である。目下、LEPS では高統計での  $\Theta^+$  探査のデータ解析が進められており、結果の報告が待たれている。また、 $\Theta^+$  が存在するならば、何故米国 Jefferson 研究所の CLAS 実験で観測されないのか、という疑問について答えなくてはならない。そのためには LEPS 実験が測定している超前方から CLAS 実験の測定する大散乱角領域まで  $\Theta^+$  粒子の探査を行う必要がある。現在解析中の LEPS のデータで  $\Theta^+$  が確認され次第、新たに建設中の LEPS II 実験の大立体角検出器でこのような探査が行われる予定である。

一方で、 $\Lambda(1405)$  や  $a_0(980)$ ,  $f_0(980)$  等の構成子クォーク模型の予言から外れたハドロンについては、その内部構造の情報を多角的に得ることが重要である。例えば、 $\Lambda(1405)$  をメソン・バリオン分子とする理論計算では  $\bar{K}N$  と  $\pi\Sigma$  のそれぞれに結合した異なる質量ピークがあると予言されてお

<sup>3</sup>反応後に放出されるエネルギーであり、標的原子核の質量変化 (励起エネルギー) に対応する。

り [47]、J-PARC や LEPS II での確認実験が予定されている。また、 $\Lambda(1405)$  の形状因子の測定なども今後の研究が期待される。

また、SPring-8/LEPS で得られた  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\omega$ ,  $\eta'$  メソン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。メソンの光生成反応の場合、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。まずは、部分波解析を用いた系統的な研究によるバリオン共鳴の同定が必要だが、生成や崩壊過程からバリオン内部のクォーク構成に関する情報を引き出すことが重要課題である。

### ストレンジネス $S = -2, -3$ のバリオンのスペクトロスコピー

ストレンジネスを含まないバリオン共鳴は質量が重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。一方、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終状態の粒子が限定されるため共鳴状態の寿命が長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。今後、バリオンの質量スペクトロスコピーを押し進め、カラーの閉じ込め等の理解を進めるためにはマルチストレンジネスをもつバリオン共鳴を研究することが重要である。

現在まで、ストレンジネス  $S = -2$  のバリオンについては、 $\Xi$  バリオンの基底状態  $\Xi^0$ ,  $\Xi^-$ ,  $\Xi^+$  と、第一励起状態である  $\Xi(1535)$  の 4 種類のみが確立している。それ以外の励起状態は兆候はあるが、未だ確定されていない。また、 $\Xi$  バリオン励起状態のなかに、ペンタクォーク候補が存在する可能性もある [5, 12]。 $\Xi$  バリオン励起状態を研究する最も有効な手法として、高運動量  $K^-$  メソンビームを用いたスペクトロスコピーが考えられる。生成断面積が小さいストレンジネス  $S = -2$  のバリオンを生成する必要があるため、J-PARC 等での大強度ビームが必要である。必要な  $K^-$  メソンの運動量としては、4 GeV/c 以上、生成可能な  $\Xi$  バリオンの質量として 2.5 GeV/c<sup>2</sup> 以上が目標となる。

さらに、ストレンジネス  $S = -3$  のバリオンについては、 $\Omega$  バリオンの基底状態以外は観測されていない。どのような励起状態が存在するのかは興味深い課題である。 $\Omega$  バリオンの生成方法としては、 $K^-$  メソンビームを使う ( $K^-, K^+K^+$ ) 反応を用いる方法や、反陽子ビームを使った反陽子・陽子消滅反応での  $\Omega\bar{\Omega}$  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  $K^-$  メソンビームもしくは 6 GeV/c 以上の反陽子ビームが必要である。

#### 2.4.3.2 カイラル対称性の部分的回復

前述のように、原子核中でのカイラル対称性の部分的回復を裏付ける重要な実験結果が深く束縛された  $\pi$  メソン原子系において得られた。また、原子核中でのベクターメソンの質量変化を示唆する実験結果も得られた。今後は、これらの実験結果をより確固たるものにし定量的に精密化するとともに、その他のメソン・原子核系においても系統的に調べていく必要がある。

一般に、ハドロン多体系として、原子核メソン系を調べることは、強い相互作用をするメソンの物性として興味深い。特に、強い相互作用によるメソンと原子核の束縛状態は確定的なものが未だに見つかっておらず、存在するかどうか基本的な問いとなっている。今後も様々なメソンに対して、束縛状態の有無やスペクトル、メソンの崩壊などを直接的に測定することで、メソンの寿命、質量分布などの原子核中での性質が分かり、原子核という媒質中でのメソン性質の変化が明らかにされる。このように、個々のメソンに対して、媒質効果がどのようなものであるかを知ることができる。一方で、

原子核中のハドロン性質に対する情報を積み重ねることによって、カイラル対称性の部分的回復など媒質そのものの性質を明らかにすることができる。

原子核中でカイラル対称性は部分的に回復することが強く示唆されている。今後は、核物質中での回復の度合いが、クォーク凝縮の大きさの減少として、定量的にどれくらいになるか、あるいは、どのような密度依存性を持つかを解明していくことへと発展させる必要がある。そのためには、関連する理論の整備も必要である一方で、 $\pi$  メソン原子系の精密実験による詳細なデータが望まれる。特に、角度依存性や励起状態のスペクトルなど新たな情報を元に、カイラル対称性の部分的回復を定量的に評価する。さらに、原子核中のカイラル対称性の部分的回復の帰結として生じる現象を調べることで、原子核中で部分的回復が起きていることを系統的に実証する。

以下に、原子核中でカイラル対称性の部分的な回復を観測する手段として、

- (A) 擬スカラーメソン ( $\pi, \eta, \eta'$ ) メソンをプローブとしたアプローチ
- (B) ベクターメソン ( $\omega, \phi$ ) をプローブとしたアプローチ
- (C) バリオンをプローブとしたアプローチ

の3つの方向について述べる。

#### (A) 擬スカラーメソンをプローブとしたアプローチ

ここでは、擬スカラーメソン・原子核系の生成実験を行い、メソンの生成時に束縛状態の束縛エネルギーなどを欠損質量から間接的にカイラル対称性は部分的に回復現象の測定にアプローチするプロジェクトの概要を紹介する。

#### $\pi$ メソン原子分光の高精度化

2010 年から 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 での計測時間の 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  $\pi$  メソン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、 $\pi$  メソン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  $\pi$  メソン・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、 $\pi$  メソン・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。

#### 原子核中の $\eta$ メソン

$\eta$  メソン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。 $\eta$  メソンと核子の相互作用は引力であるので、 $\eta$  メソンが原子核中に束縛することが予想されている [48]。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、 $\eta$  メソンは、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、 $\eta$  メソンは  $\pi$  メソンと同様に南部 - Goldstone ボゾンの一つであるため、 $\eta$  メソンの質量への媒質効果は小さいと

予想されている。 $\eta$  メソンと核子の引力は、この 2 体系が強く結合する  $N(1535)$  核子励起状態が  $\eta$  核子系の閾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  $\eta$  メソンによる  $N^*$ -空孔励起として引力を与える。従って、 $\eta$  メソン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である。

$N(1535)$  は負パリティを持つ核子励起状態で  $\eta$  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 [49, 50]。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る。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 [51]。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と、低密度では  $\eta$  メソン質量より上にあった  $N^*$ -空孔励起モードが、核密度では  $\eta$  メソンモードより下に来ることが期待される [52]。このような原子核中のレベル交差の影響は、 $\eta$  メソン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  $\eta$  メソン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  $\eta$  メソン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  $\eta$  メソン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。

### 原子核中の $\eta'$ メソン

$\eta'$  はフレーバー SU(3) の 1 重項の擬スカラーメソンである。しかしその質量は約  $958 \text{ MeV}/c^2$  と大きく、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。 $\eta'$  の質量は、現在の理解においては、 $U_A(1)$  対称性を陽に破る効果 ( $U_A(1)$  アノマリー) に起因するものとされている [53]。フレーバー SU(3) 極限では、カイラル対称性が回復すると  $\eta'$  は 8 重項メソン ( $\pi$ ,  $K$ ,  $\eta$ ) と縮退する [54] ので、 $\eta'$  の質量に対する  $U_A(1)$  アノマリーの効果はカイラル対称性の破れを通してのみ現れる [55]。したがって、有限密度や高温状態でカイラル対称性が回復するのに伴って、 $\eta'$  の質量は大きく減少していく事が予想されている。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  $\eta'$  の質量変化の大きさとして現れるはずなので、やはり  $\eta'$  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  $\eta'$  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  $\eta'$  の質量変化と結びつけるシナリオがある [56]。重イオン衝突では  $\pi$  メソン対の相関長を測定することで  $\pi$  メソン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  $\pi$  メソンの起源を調べたところ、 $\pi$  メソン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  $\eta'$  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を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  $\eta'$  の質量の測定も行われようとしている。 $\eta'$  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  $\eta'$  を効率良く測定す

するためには、低反跳の運動学で  $\eta'$  を生成する事が重要である。核中での  $\eta'$  の質量測定の難しさは  $\eta'$  の同定方法にある。核中で生成された  $\eta'$  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  $\eta'$  メソンを真空中と同じ崩壊モードで測定するには大量の  $\eta'$  メソン生成が必要となる。

核内での  $\eta'$  メソンの質量測定方法として、 $\eta'$  メソン束縛原子核の探査と、 $\eta'$  メソンの核中での不変質量の測定の方法が挙げられる。 $\eta'$  メソン束縛原子核の探査は GSI での  $C(p, d)X$  反応のスペクトロスコー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 (LEPS II) による高強度の 3 GeV  $\gamma$  線ビームと東北大学電子光理学研究センター (ELPH) で開発が進められている BGO クリスタルの  $4\pi$  電磁カロリメーターを用いることで、 $\eta'$  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  $\eta'$  の質量変化が測定されれば、 $U_A(1)$  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。

## (B) ベクターメソンをプローブとしたアプローチ

ベクターメソンは、その崩壊幅が非常に小さいという特徴をもつ。そこで、原子核内でのベクターメソン崩壊幅の精密測定を通して、ベクターメソンの核内での性質を直接的に調べるというプロジェクトが進行中である。一方、擬スカラーメソンを用いた測定で紹介したように、原子核中にベクターメソンを“静止”させて原子核束縛状態を作り、その束縛状態の束縛エネルギーや崩壊幅から質量や幅に対する媒質効果を系統的に観測し、媒質そのものの性質が明らかするというプロジェクトも計画中である。

以下に現在計画中の実験的研究の概要を示す。

### 原子核中のベクターメソン質量精密測定

KEK-PS E325 実験は、 $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$  メソンの電子・陽電子対崩壊を用いて、原子核密度中でのベクターメソンの質量分布の変化を観測した。この変化が原子核内で崩壊したベクターメソンによるものであることを確定し、さらには有限密度中での質量分布とその運動量依存性を引き出すことを目的として、さらなる高精度・高統計実験が J-PARC ハドロンホールにて計画されている (J-PARC E16 実験)。この実験は E325 実験の約 100 倍の統計量を達成するべく設計され、現在検出器の R&D が進行中である。また、E16 実験はベクターメソンの生成に 30GeV の 1 次陽子を使用する計画であるため、加速器から取り出された陽子ビームを直接実験エリアに導く「高運動量ビームライン」の建設が必須であり、この設計および建設予算獲得の努力も進められている。

### 原子核中の $\omega$ メソン

原子核中での質量変化や束縛状態の測定を行う有効な方法として崩壊幅が十分に細い  $\omega$  をプローブとする実験をあげることができる。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、ハドロンの終状態相互作用 (FSI) の影響を制御しやすい利点を生んでいる。ここでは  $\omega$  メソンを用いた 3 方向から原子核中でカイラル対称性は部分的に回復現象へのアプローチする試みを紹介する。

### [1] Missing Mass 法による束縛状態の測定

原子核標的において  $\omega$  メソン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。 $\omega$  メソン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。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。

### [2] $\omega$ メソン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、 $\omega$  メソンの核内での性質を直接的に調べる測定である。ハドロンの終状態相互作用 (FSI) 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、 $\omega$  メソン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。

### [3] 生成量の原子核依存性

$\omega$  メソンの生成量を原子核の大きさの関数で測定することで、 $\omega$  メソン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、主に測定できるメソンが原子核外で崩壊したメソンである場合、生成のモデルを考慮することでメソンの核内での吸収長を評価することができる。

### [4] 閾値近傍での生成量変化

$\omega$  メソン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  $\omega$  メソン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、LEPS II、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。

## 原子核中の $\phi$ メソン

$\phi$  メソンも、 $\omega$  メソン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予想されている。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  $\phi$  メソン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、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。一方、ここでは、原子核中の  $\phi$  メソン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  $\phi$  メソン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  $\phi$  メソン、すなわち  $\phi$  メソン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。 $\phi$  メソンの質量が核物質中で減少するということは、 $\phi$  メソン-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、 $\phi$  メソン-核子相互作用については、sub threshold エネルギー領域<sup>4</sup>での  $\phi$  メソン光生成、 $\phi$  メソン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、 $\phi$  メソン-原子核間相互作用に関する情報を引き出すために、 $\phi$  メソン原子核束縛状態の生成実験を J-PARC (E29 実験) として実行する計画が進行中である。この実験では、 $\phi$  メソン生成素過程として反陽子ビームを使った  $p$

<sup>4</sup>始状態の全エネルギーが  $\phi$  メソン生成閾値直下のエネルギー領域。

( $\bar{p}, \phi$ )  $\phi$  反応を使い、前方に放出される  $\phi$  メソン測定から Missing mass 法で束縛状態の同定を行うという実験である。本測定において得られる束縛エネルギーや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可能とする。

### (C) バリオンをプローブとしたアプローチ

#### 原子核 — 基底状態バリオン束縛系の高分解能スペクトロスコピー

ハイパー核の研究より  $\Lambda$  粒子は原子核の奥深くまでもぐりこんで長時間滞在する（幅の狭い、深い束縛状態の存在）ことが知られている。これは、 $\Lambda$  粒子は核物質をその内部から探るよいプローブの役割を果たすことを示唆している。これまでは、軽いハイパー核からフレーバー SU(3) の核力の姿を明らかにする研究が進められてきた。一方で、大きいバリオン数の  $\Lambda$  ハイパー核における  $\Lambda$  の単一粒子軌道のエネルギー準位や各  $\Lambda$  軌道の  $LS$  分離エネルギーの精密測定は原子核の密度やその変化の詳細を反映している。また、高密度核物質中における  $\Lambda$  粒子の磁気モーメントといった電磁氣的性質の変化を詳細に調べることができる。このことは有限密度下におけるハドロンの性質に光をあてることにより、クォークの閉じ込めやハドロンの質量獲得機構の解明につながる。

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  $2 \text{ MeV}/c^2$  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。本研究を達成するには、大強度高分解能ビームラインスペクトロメータの建設が必要不可欠である。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。

#### 2.4.3.3 フレーバーフロンティアの拡張：ストレンジネスからチャーム・ボトムまで

##### チャームハドロンの質量スペクトロスコピー

チャーム・ボトムクォークセクターでのハドロン物理の今後の進展として、大量に発見されたエキゾチックメソン候補の存否の確定と内部構造の解明が挙げられる。特に、Belle 実験が報告した  $Z^+(4430)$ 、 $Z_b^+(10610)$ 、 $Z_b^+(10650)$  は他の実験では確認されておらず、Belle II や LHCb 実験等での高統計データによる追認が必要である。また、 $Z^+(4430)$  等がテトラクォークのメソンであればその中性パートナーが存在すると予想されており、さらなる高統計データでの探査が望まれている。Belle II 実験は Belle 実験の 50 倍のデータを収集する見込みであり、チャームクォークやボトムクォークを含むエキゾチックハドロンの物理を牽引してゆくと期待される。

チャームハドロンの研究は、アップ、ダウン、ストレンジネスからフレーバーを単純に拡張するという以上の大きな意義を持つ。アップ、ダウン、ストレンジネスで出来ているハドロン内部の軽いクォークは QCD 真空中の軽いクォークと強く混じり合う。このため、ハドロンの単体としての性質と QCD 真空の性質を分離して議論することは困難である。軽いクォークに比べてチャームクォークは QCD 真空において密度が少ないので、ハドロン内部のチャームクォークと QCD 真空中のチャームクォークの混合の度合いは小さいと考えられる。したがって、チャームクォークを多く含む場合、ハドロン単体の性質を QCD 真空の性質を分離して研究することが可能である。

チャームハドロンは質量スペクトロスコピーの観点からも興味深い。ハドロン質量のスピンの分離を決めるスピン・カラー相互作用はクォークの質量  $m_q$  の逆数の 2 乗 ( $1/m_q^2$ ) に比例するため、軽いクォー

クの間強い相関を与える。カイラル対称性が破れた世界では、 $u, d, s$  クォークは同程度の質量を持つので、 $us$  クォーク対、 $ds$  クォーク対、 $su$  クォーク対それぞれの相関の強弱は見えにくい。しかし、ハドロンの中にチャームクォークを導入することでスピン・カラー相互作用は必然的に小さくなるので、チャームクォークと軽いクォークの相関は自然に断ち切られる。その結果、チャームハドロンの質量スペクトロスコーピーにおいて軽いハドロンでは見られなかった新しいパターンが見られるはずである。つまり、チャームハドロン質量スペクトルを詳細に研究することでハドロン内部のクォークのダイナミクスについて重要な情報が得られると期待される。また、チャーム量子数を2つ含むテトラクォーク状態 ( $T_{cc}$  ( $\bar{c}cud$ ) など) の存在が理論的に予想されており [57]、実験において確認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。このような新しいエキゾチックハドロンの探査は Belle II 実験や LHCb 実験などの重要なテーマの一つである。

### チャームハドロンー原子核の相互作用の研究

核物質中のカイラル対称性の自発的破れの部分的な回復をチャームハドロンを通して新しい視点から検証する。具体的には、原子核中での  $\bar{D}$  メソンあるいは  $D$  メソンの質量の減少の測定 [58] ( $u, d$  クォークのカイラル対称性の破れの部分的回復)、原子核中でのチャーモニウム ( $J/\psi, \psi'$  など) の質量の減少あるいは原子核とチャーモニウムの束縛状態の観測などを挙げるができる。チャーモニウムはグルーオン交換を通して原子核と相互作用を行うので、核物質中のグルーオン凝縮の探索に適していると考えられる。 $\Lambda_c$  などのチャームバリオンの束縛状態の研究も興味深い。

核物質中において軽いクォークとチャームクォークの役割の本質的な違いは次の点である。 $\pi, \rho, \omega$  のような軽いクォーク ( $q = u, d, s$ ) を含むハドロンは両方とも軽いクォーク-反クォークのペア ( $q\bar{q}$ ) である。したがって、 $q\bar{q}$  メソンは、核物質における不純物効果としてフェルミ球の核子内部のクォーク ( $q$ ) のみならず QCD 真空中の反クォーク ( $\bar{q}$ ) とも複雑に絡み合っている。一方、重いクォーク ( $Q = c, b$ ) は QCD 真空のダイナミクスに影響されにくい。例えば  $\bar{Q}q$  メソンの核物質中の不純物効果として、重いクォーク ( $\bar{Q}$ ) の変化を無視して軽いクォーク ( $q$ ) のダイナミクスの変化のみを見ることができる。 $Q\bar{q}$  メソンや  $Qqq$  バリオン、 $QQq$  バリオンなどについても同様である。

ここで  $\bar{Q}q$  メソンと  $Q\bar{q}$  メソンの役割の違いに注意しよう。真空中では  $\bar{Q}q$  メソンと  $Q\bar{q}$  メソンはお互いに反粒子なので両者の性質は電荷を除いて同じである。しかし、核物質中では有限バリオン密度のために両者の性質は大きく異なる。大雑把に考えると、 $\bar{Q}q$  メソンはクォーク ( $q$ ) を含むので核物質のフェルミ球の物理に密接に関係し、さらに  $Q\bar{q}$  メソンは反クォーク ( $\bar{q}$ ) を含むのでフェルミ球のみならず QCD 真空の物理にも深く関係すると予想される。このように  $\bar{Q}q$  メソンと  $Q\bar{q}$  メソンを使い分けることによって、

- (i)  $\bar{Q}q$  メソンにおけるクォークの自由度 ( $q$ ) を通じて核物質のフェルミ多体系としての性質 (フェルミ液体など) を探ること
- (ii)  $Q\bar{q}$  メソンにおける反クォークの自由度 ( $\bar{q}$ ) を通じて、フェルミ球から QCD 真空を含めた広いエネルギースケールをプローブして、核物質におけるカイラル対称性の破れの部分的回復を解明すること

を別々に議論することが可能である。軽い  $q\bar{q}$  メソンの場合はクォーク ( $q$ ) と反クォーク ( $\bar{q}$ ) を同時に含むので、フェルミ球の物理と QCD 真空の物理を明確に分離して議論することは困難である。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なく、高角運動量成分や表面振動・

回転運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を混入させて不純物効果を調べることは、QCD 真空の解明と同時に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  $6 \text{ GeV}/c$  以上の大強度反陽子ビームが必要となる。

### 2.4.3.4 国外におけるハドロン物理研究の現状

現在、世界的に進行中の大型プロジェクトとしては、米国 Jefferson Laboratory 12 GeV electron、ドイツ FAIR・GSI を挙げることが出来る。またこれ以外に、高エネルギー重イオン衝突実験である RHIC/BNL や LHC/CERN などにおいても精力的なハドロン物理が展開されている。ここではそれぞれの施設で展開されているハドロン物理について簡単に紹介する。

#### 米国 Jefferson Laboratory (JLab) 12 GeV electron

既存の最高到達エネルギー  $6 \text{ GeV}$  を有する電子シンクロトロン CEBAF の到達エネルギーを  $12 \text{ GeV}$  までアップグレードする計画が現在進行中である。計画では 2015 年からの本格稼働を計画している。JLab では大強度電子ビームから制動輻射で得られる高輝度  $\gamma$  線ビームを用いたハドロン物理が展開される。特に、クォークのハドロン内閉じ込め機構解明を目的としたメソン・バリオンのスペクトロスコーピー、エキゾチック粒子探索及び、陽子・中性子、さらには原子核内部のクォーク構造関数の決定など幅広い研究が行われる予定である。

#### ドイツ FAIR・GSI

現在ドイツ GSI では、重イオン加速器 (SIS100) および反陽子実験施設 (FAIR) が建設中である。特に FAIR では反陽子ストレージリングを建設し、反陽子運動量  $2 \text{ GeV}/c$  から  $15 \text{ GeV}/c$  までの内部標的を用いた固定標的実験 PANDA が計画されている。PANDA では、ストレージリングでビームを何回も繰り返し使えることから来るメリットである高いルミノシティを背景にチャームクォークを含むメソン、特に  $J/\psi$  をはじめとするチャームoniumの精密測定、グルーオンのみを構成子として持つ新種の粒子や、マルチクォーク状態の探索などを通し、クォーク間に働く力、さらにはその閉じ込めの機構に迫る測定が予定されている。また、内部標的として原子核を使い  $D$  メソンなどチャームクォークを含むメソンを使い、チャームメソンと原子核の相互作用から原子核内でのカイラル対称性部分的な回復現象測定も計画されている。

#### RHIC/BNL および LHC/CERN

これらは、既に建設が終了、実際に多くのデータが収集されている高エネルギー重イオン衝突実験施設である。近年、RHIC や LHC における高エネルギーでの重イオン衝突において、高温のクォーク・グルーオンのスープ・クォークグルーオンプラズマ (QGP) が生成されたということは疑う余地がない。QGP 中において、多数存在するクォークのハドロン化の段階でどのようにエキゾチック粒子が生成されるのかは非常に興味研究課題である。また QGP の存在とカイラル対称性の部分的回復の関係など、ハドロン物理にとって重要な課題が今後達成されていくと期待される。

### 2.4.4 ハドロン物理研究の推進のために必要な将来施設

ハドロン物理の目標、今後解決すべき課題について述べてきたわけであるが、その中で、現存の研究施設では達成できない研究課題が多数存在する。それらをここでまとめる。

- ストレンジネス  $S = -2, -3$  を持つバリオン共鳴状態やエキゾチック粒子の探索  
 $(K^-, K^+)$  反応を用いたミッシングマススペクトロスコピー。質量 2.5 GeV 以上の粒子探索のためには運動量 4 GeV/c 以上の大強度  $K^-$  ビームが必要である。また、ストレンジネス  $S = -3$  のバリオンである  $\Omega$  バリオンの励起状態探索のためには、 $K^-$  メソンビームを使う  $(K^-, K^+K^+)$  反応を用いる方法や、反陽子ビームを使った反陽子・陽子消滅反応での  $\Omega/\bar{\Omega}$  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  $K$  メソンビームもしくは 6 GeV/c 以上の反陽子ビームが必要である。
- チャームクォークを含むバリオン共鳴の分光  
 チャームクォークを含むバリオン共鳴の研究はハドロンの内部有効自由度に対する重要な情報を与える。したがって、今後必要となるのは、高分解能チャームバリオンスペクトロスコピーである。その方法として、高分解能  $(\pi, D)$  反応を用いたミッシングマススペクトロスコピーを挙げることができる。チャームバリオンの生成断面積は小さい ( $\sim 10$  nb 以下) というのを考えると、生成閾値を考慮すると、チャームバリオン探索には高分解能・高運動量の大強度  $\pi$  メソンビームが必要不可欠である。チャームバリオン 3.5 GeV/c<sup>2</sup> までの領域を探索したい場合、 $\pi$  メソンの運動量は最低 15 GeV/c 必要である。
- チャームクォークを含むメソン-原子核相互作用の研究  
 $D$  メソンをはじめとするチャームメソンはその中に軽い  $u$  あるいは  $d$  クォークをひとつ持っているため、原子核中でのカイラル対称性の部分的な回復に敏感なプローブとなりうることが期待される。チャームメソンと原子核の相互作用研究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考えられる。反陽子・陽子反応における  $D$  メソンペアの生成閾値は 6.4 GeV/c であるので少なくとも運動量 6 GeV/c 以上の大強度反陽子ビームが必要となる。

以上のことより、今後ハドロン物理を推進のために必要な基幹施設は大強度・高運動量ビームラインである。さらに J-PARC で現在推進されている低運動量  $K^-$ 、反陽子ビームを使った実験の更なる充実が必要である。そのためには、大規模な J-PARC ハドロンホール拡張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として既存 J-PARC ハドロンホールの拡張が必要不可欠である。そこで必要な基幹設備として以下の施設整備が必要であると考えられる。

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 ( $\sim 1$  GeV/c)  $K$  メソン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  $\pi$  メソンビームライン

- 10 GeV/c までの  $K$  メソン、反陽子ビームライン

### 3. 大強度高分解能ビームライン

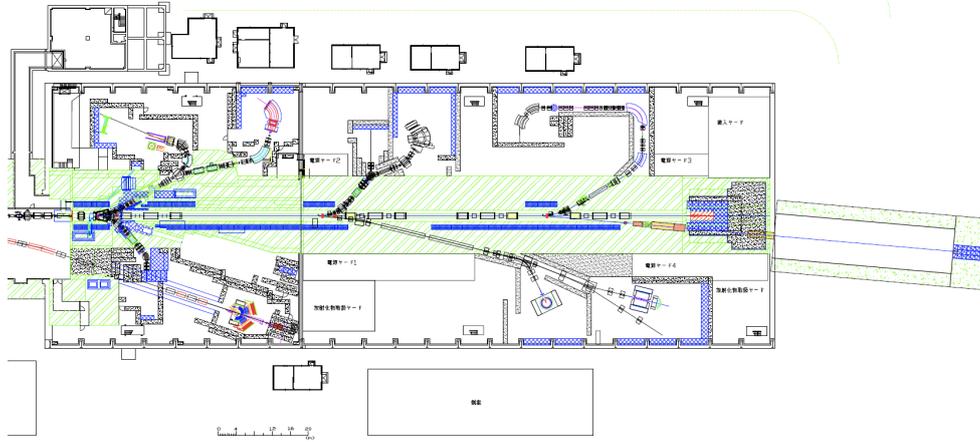


図 2.4.8: J-PARC ハドロンホール拡張

## 2.4.5 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”つまり温度や密度を変化させ、その存在形態が変化するか？また、どのように変化するか？を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。

### 2.4.5.1 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  $\Lambda$  粒子や  $\bar{K}$  メソン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きている。ハイパー核を、“原子核”という高密度核物質中に  $\Lambda$  粒子が埋め込まれた状態として解釈することができる。核媒質中での“ $\Lambda$ ”の性質が真空の場合に比べてどのように変化するか？を理解することは、ハドロン物理の基本問題である。特に重いハイパー核研究を通し、核物質中の  $\Lambda$  の特性を如何に導き出していくのか？というのは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”と非常に深く結びつく課題と言える。

一般に、ハドロン多体系として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、通常の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、クォークからハドロン、さらにハドロンからハドロン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か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。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多体系について、今まで知られていなかった励起状態や集団状態あるいはクラスター構造などが形成されて、新しい物質構造が存在することが予想される。様々なハドロン質量スペクトル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、ハドロン多体系における様々な粒子変換と様々なハドロン存在状態の結合を理解し、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、ハドロン物理の重要な課題の一つである。

#### 2.4.5.2 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、特にベクトルメソンの質量分布の精密測定は、原子核中での測定と異なり、高温・高密度という環境下でのカイラル対称性の回復に関する情報を解明する、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メソンを測定するため、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メソン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、 $(\pi, n)$  反応など素過程を選ぶことにより測定したい粒子 (ベクトルメソン) を選択的に生成することにより、生成と反応を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“カイラル対称性自発的破れとその回復”の物理を追求するための相補的な研究と言える。

一方、QGP という“クォークスープ”が出来ることに注目し、QGP 中でのクォークのコアレッセンス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探索はハドロン物理と強い関連のある興味深い研究課題である。

#### 2.4.5.3 ハドロン 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ォークや、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。

### 2.4.6 タイムライン

今後 5 年間は既存の施設である J-PARC・LEPS・ELPH さらには現在建設中の LEPS II が主な実験の実施場所となる。LEPS・LEPS II・ELPH などにおけるメソン・バリオンのスペクトロスコピーおよび J-PARC における原子核中でのカイラル対称性部分的回復の観測を目的としたメソン・原子核相互作用研究が中心的な課題となる。この 5 年の後半には、J-PARC に高運動量ビームラインが建設される予定であるので、第一期チャームバリオンスペクトロスコピーが開始される。

一方、原子核コミュニティーにとって J-PARC ハドロンホールの拡張、新規ビームライン建設は重要な課題である。2014 年着工、2017 年実験開始に向け現在準備がすすめられている。この新施設の基幹ビームラインは前述の大強度・高運動量の粒子識別可能ビームラインおよび高分解能ビームラインである。

これらのアクティビティーとは独立に、新種ハドロン、特にチャームクォークやボトムクォークを持つような新粒子探索が高ルミノシティ実験である Belle II で実施される。以下にタイムラインを示す。

	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020
Belle Hadron physics		Belle 解析					Belle II			
J-PARC hadron hall										
J-PARC hadron hall 拡張計画										
LEPS / ELPH										
LEPS2 / BGO Egg										

図 2.4.9: 2020 年前後までに予想される国内施設整備計画タイムライン

### 2.4.7 リソース

以下にハドロン物理に携わる人的なリソース及び予算規模を実験を実施している施設ごとに分けてまとめる。

#### 人的なリソース

J-PARC 関係	100 名
ELPH	50 名
LEPS	80 名
Belle ハドロン	20 名

#### 予算規模

##### 施設整備

J-PARC high-p line 建設	20 億円
J-PARC ハドロンホール拡張	160 億円

##### 運営経費

ELPH	2 億円/年
J-PARC	10 億円/年
各施設での実験実施	5 億円/年

### 2.4.8 まとめと展望

近年の LEPS におけるペンタクォーク候補および、KEKB・Belle における新粒子の発見は、ハドロン物理の課題の一つ**閉じ込め機構の解明**に関する重要な第一歩を与える実験結果であったと言える。一方で、 $\pi$  メソン原子分光実験における原子核中での**カイラル対称性の部分的な回復**を裏付けるような実験結果や、原子核中で  $\phi$  メソンの質量が軽くなることを示す実験結果などは、**カイラル対称性の自発的な破れ**がハドロン質量を作り出す源であるという理論的な予測を実証するための第一歩であると言える。

今後、これまで明らかになってきた証拠を確固たるものとすべく、国内既存施設、東北大・電子光物理学研究センター、SPring-8/LEPS、J-PARC、RIBF、KEKB/Belle など幅広い実験施設での新規実験の実行により、今まさに新しい実験結果が生み出されようとしているところである。

さらに将来の実験プログラム遂行のためにはより多くの実験を効率よく行うための J-PARC 拡張計画を含む新施設の建設は急務である。それとともに、現在ハドロン物理に興味を持っている研究者のみならず、多くの研究者と連携し、共同で実験実施に当たることが絶対に必要である。

### 2.4.9 謝辞

本レポートをまとめるにあたり、ワーキンググループメンバー以外の方々にも積極的に議論に参加していただきました。すべてのみなさまにこの場をかりて深く感謝致します。

## 参考文献

- [1] F.E. Close. AN INTRODUCTION TO QUARKS AND PARTONS. 1979.
- [2] Siegfried Bethke. The 2009 World Average of  $\alpha_s$ . *Eur.Phys.J.*, C64:689–703, 2009.
- [3] Nathan Isgur and Gabriel Karl. P Wave Baryons in the Quark Model. *Phys.Rev.*, D18:4187, 1978.
- [4] T. Nakano et al. Evidence for a narrow  $S = +1$  baryon resonance in photoproduction from the neutron. *Phys.Rev.Lett.*, 91:012002, 2003.
- [5] Dmitri Diakonov, Victor Petrov, and Maxim V. Polyakov. Exotic anti-decuplet of baryons: Prediction from chiral solitons. *Z.Phys.*, A359:305–314, 1997.
- [6] S. Stepanyan et al. Observation of an exotic  $S = +1$  baryon in exclusive photoproduction from the deuteron. *Phys.Rev.Lett.*, 91:252001, 2003.
- [7] K. Miwa et al. Search for  $\Theta^+$  via  $\pi^- p \rightarrow K^- X$  reaction near production threshold. *Phys.Lett.*, B635:72–79, 2006.
- [8] M. Abdel-Bary et al. Evidence for a narrow resonance at 1530-MeV/ $C^2$  in the  $K^0 p$  system of the reaction  $pp \rightarrow \Sigma^+ K^0 p$  from the COSY-TOF experiment. *Phys.Lett.*, B595:127–134, 2004.
- [9] B. McKinnon et al. Search for the  $\Theta^+$  Pentaquark in the Reaction  $\gamma d \rightarrow K^- K^+ n$ . *Phys. Rev. Lett.*, 96:212001, 2006.
- [10] M. Abdel-Bary et al. Improved study of a possible  $\Theta^+$  production in the  $pp \rightarrow p K^0 \Sigma^+$  reaction with the COSY-TOF spectrometer. *Phys. Lett. B*, 649:252–257, 2007.
- [11] T. Nakano et al. Evidence of the  $\Theta^+$  in the  $\gamma d \rightarrow K^+ K^- pn$  reaction. *Phys.Rev.*, C79:025210, 2009.
- [12] C. Alt et al. Observation of an exotic  $S = -2, Q = -2$  baryon resonance in proton proton collisions at the CERN SPS. *Phys.Rev.Lett.*, 92:042003, 2004.
- [13] K.T. Knopfle, M. Zavertyaev, and T. Zivko. Search for  $\Theta^+$  and  $\Xi^{--}(3/2)$  pentaquarks in HERA-B. *J.Phys.G*, G30:S1363–S1366, 2004.
- [14] Gerald A. Miller. Even parity  $\Theta$  pentaquark and stable strange nuclear matter. *Phys.Rev.*, C70:022202, 2004.
- [15] B.S. Zou. Strangeness in the proton and  $N^*(1535)$ . *Nucl.Phys.*, A790:110–115, 2007.
- [16] R.H. Dalitz. *Eur.Phys.J.*, C15:748, 2000.
- [17] M. Niiyama, H. Fujimura, D.S. Ahn, J.K. Ahn, S. Ajimura, et al. Photoproduction of  $\Lambda(1405)$  and  $\Sigma^0(1385)$  on the proton at  $E_{\text{gamma}} = 1.5\text{-}2.4$  GeV. *Phys.Rev.*, C78:035202, 2008.
- [18] M. Sumihama et al. Backward-angle  $\eta$  photoproduction from protons at  $E_{\text{gamma}} = 1.6 - 2.4$  GeV. *Phys.Rev.*, C80:052201, 2009.
- [19] M. Sumihama, J.K. Ahn, H. Akimune, Y. Asano, W.C. Chang, et al. Backward-angle photoproduction of  $\pi^0$  mesons on the proton at  $E_{\text{gamma}} = 1.5\text{-}2.4$  GeV. *Phys.Lett.*, B657:32–37, 2007.
- [20] E.M. Aitala et al. Experimental evidence for a light and broad scalar resonance in  $D^+ \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^+$  decay. *Phys.Rev.Lett.*, 86:770–774, 2001.
- [21] M. Ablikim et al. The sigma pole in  $J/\psi \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$ . *Phys.Lett.*, B598:149–158, 2004.
- [22] E.M. Aitala et al. Dalitz plot analysis of the decay  $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$  and indication of a low-mass scalar  $K \pi$  resonance. *Phys.Rev.Lett.*, 89:121801, 2002.
- [23] S.H. Hwang, K. Hicks, J.K. Ahn, T. Nakano, D.S. Ahn, et al. Spin-Density Matrix Elements for  $\gamma p \rightarrow K^* \Sigma^+$  at  $E_\gamma = 1.85\text{-}3.0$  GeV with Evidence for the kappa(800) Meson Exchange. *Phys.Rev.Lett.*, 108:092001, 2012.
- [24] T. Mori et al. High statistics study of  $f_0(980)$  resonance in  $\gamma\gamma \rightarrow \pi^+ \pi^-$  production. *Phys.Rev.*, D75:051101, 2007.
- [25] S. Uehara et al. High-statistics study of  $\eta\pi^0$  production in two-photon collisions. *Phys.Rev.*, D80:032001, 2009. 25 pages 16 figures.
- [26] Sungtae Cho et al. Studying Exotic Hadrons in Heavy Ion Collisions. *Phys.Rev.*, C84:064910, 2011. 18 pages, 2 figures.
- [27] K. Suzuki, M. Fujita, H. Geissel, H. Gilg, A. Gillitzer, et al. Precision spectroscopy of pionic 1s states of Sn nuclei and evidence for partial restoration of chiral symmetry in the nuclear medium. *Phys.Rev.Lett.*, 92:072302, 2004.
- [28] K. Itahashi, K. Oyama, R.S. Hayano, H. Gilg, A. Gillitzer, et al. Deeply bound  $\pi^-$  states in  $^{207}\text{Pb}$  formed in the  $^{208}\text{Pb}(d, ^3\text{He})$  reaction Part II: Deduced binding energies and widths and the pion-nucleus interaction. *Phys.Rev.*, C62:025202, 2000.
- [29] H. Geissel, H. Gilg, A. Gillitzer, R.S. Hayano, S. Hirenzaki, et al. Deeply bound 1s and 2p pionic states in  $^{205}\text{Pb}$  and determination of the S wave part of the pion nucleus interaction. *Phys.Rev.Lett.*, 88:122301, 2002.
- [30] Th. Strauch, F.D. Amaro, D. Anagnostopoulos, P. Buhler, D.S. Covita, et al. Pionic deuterium. *Eur.Phys.J.*, A47:88, 2011.
- [31] Evgeni E. Kolomeitsev, N. Kaiser, and W. Weise. Chiral dynamics of deeply bound pionic atoms. *Phys.Rev.Lett.*, 90:092501, 2003.
- [32] M. Naruki, H. Funahashi, Y. Fukao, M. Kitaguchi, M. Ishino, et al. Experimental signature of the medium modification for rho and omega mesons in 12-GeV  $p + A$  reactions. *Phys.Rev.Lett.*, 96:092301, 2006.
- [33] R. Muto et al. Evidence for in-medium modification of the  $\phi$  meson at normal nuclear density. *Phys.Rev.Lett.*, 98:042501, 2007.
- [34] Tetsuo Hatsuda and Su Houng Lee. QCD sum rules for vector mesons in nuclear medium. *Phys.Rev.*, C46:34–38, 1992.
- [35] M.H. Wood et al. Light Vector Mesons in the Nuclear

- Medium. *Phys.Rev.*, C78:015201, 2008.
- [36] T. Ishikawa, D.S. Ahn, J.K. Ahn, H. Akimune, W.C. Chang, et al.  $\phi$  photo-production from Li, C, Al, and Cu nuclei at  $E_\gamma = 1.5 \text{ GeV} - 2.4 \text{ GeV}$ . *Phys.Lett.*, B608:215–222, 2005.
- [37] M. Kotulla et al. Modification of the  $\omega$ -Meson Lifetime in Nuclear Matter. *Phys.Rev.Lett.*, 100:192302, 2008.
- [38] T. Mibe et al. First measurement of coherent phi-meson photoproduction on deuteron at low energies. *Phys.Rev.*, C76:052202, 2007.
- [39] M. Hartmann, Yu.T. Kiselev, A. Polyanskiy, E. Ya. Paryev, M. Buescher, et al. Momentum dependence of the  $\phi$ -meson nuclear transparency. 2012. Long author list - awaiting processing.
- [40] Bernard Aubert et al. Observation of a narrow meson decaying to  $D_s^+ \pi^0$  at a mass of  $2.32\text{-GeV}/c^2$ . *Phys.Rev.Lett.*, 90:242001, 2003.
- [41] S.K. Choi et al. Observation of a narrow charmonium-like state in exclusive  $B^{+-} \rightarrow K^{+-} \pi^+ \pi^- J/\psi$  decays. *Phys.Rev.Lett.*, 91:262001, 2003.
- [42] R. Mizuk et al. Dalitz analysis of  $B \rightarrow K \pi^+ \psi'$  decays and the  $Z(4430)^+$ . *Phys.Rev.*, D80:031104, 2009.
- [43] A. Bondar et al. Observation of two charged bottomonium-like resonances in  $Y(5S)$  decays. 2011.
- [44] Eric S. Swanson. Diagnostic decays of the  $X(3872)$ . *Phys.Lett.*, B598:197–202, 2004.
- [45] Bernard Aubert et al. Evidence for  $X(3872) \rightarrow \psi(2S)\gamma$  in  $B^{+-} \rightarrow X(3872)K^{+-}$  decays and a study of  $B \rightarrow c\bar{c}\gamma K$ . *Phys.Rev.Lett.*, 102:132001, 2009.
- [46] V. Bhardwaj et al. Observation of  $X(3872) \rightarrow J/\psi\gamma$  and search for  $X(3872) \rightarrow \psi'\gamma$  in B decays. *Phys.Rev.Lett.*, 107:091803, 2011.
- [47] D. Jido, J.A. Oller, E. Oset, A. Ramos, and U.G. Meissner. Chiral dynamics of the two  $\Lambda(1405)$  states. *Nucl.Phys.*, A725:181–200, 2003.
- [48] Q. Haider and L. C. Liu. Formation of an eta mesic nucleus. *Phys. Lett.*, B172:257–260, 1986.
- [49] Carleton E. Detar and Teiji Kunihiro. Linear sigma model with parity doubling. *Phys. Rev.*, D39:2805–2808, 1989.
- [50] Daisuke Jido, Makoto Oka, and Atsushi Hosaka. Chiral symmetry of baryons. *Prog. Theor. Phys.*, 106:873–908, 2001.
- [51] D. Jido, H. Nagahiro, and S. Hirenzaki. Medium effects to  $N(1535)$  resonance and eta mesic nuclei. *Phys. Rev.*, C66:045202, 2002.
- [52] D. Jido, E. E. Kolomeitsev, H. Nagahiro, and S. Hirenzaki. Level crossing of particle-hole and mesonic modes in eta-mesonic nuclei. *Nucl. Phys.*, A811:158–178, 2008.
- [53] Steven Weinberg. The  $U_A(1)$  Problem. *Phys.Rev.*, D11:3583–3593, 1975.
- [54] Su H. Lee and T. Hatsuda.  $U_A(1)$  symmetry restoration in QCD with  $N_f$  flavors. *Phys. Rev.*, D54:1871–1873, 1996.
- [55] Daisuke Jido, Hideko Nagahiro, and Satoru Hirenzaki. Nuclear bound state of  $\eta'(958)$  and partial restoration of chiral symmetry in the  $\eta'$  mass. *Phys. Rev. C*, 85:032201(R), 2012.
- [56] R. Vertesi, T. Csorgo, and J. Sziklai. Significant in-medium  $\eta'$  mass reduction in  $\sqrt{s_{NN}}=200 \text{ GeV}$  Au+Au collisions at the BNL Relativistic Heavy Ion Collider. *Phys.Rev.*, C83:054903, 2011.
- [57] Su Hounng Lee, Shigehiro Yasui, Wei Liu, and Che Ming Ko. Charmed exotics in Heavy Ion Collisions. *Eur.Phys.J.*, C54:259–265, 2008.
- [58] Kazuo Tsushima, Ding-Hui Lu, Anthony William Thomas, K. Saito, and R.H. Landau. Charmed mesic nuclei. *Phys.Rev.*, C59:2824–2828, 1999.