

## 2.3 ハイパー核・ストレンジネス核物理 Hypernuclei, Strangeness Nuclear Physics

ハイパー核・ストレンジネス核物理ワーキンググループ<sup>1</sup>

実験

高橋 俊行	TAKAHASHI Toshiyuki	KEK 素核研 (代表)
中村 哲	NAKAMURA Satoshi N.	東北大 (副代表)
味村 周平	AJIMURA Shuhei	大阪大 RCNP
佐久間 史典	SAKUMA Fuminori	理研
鈴木 隆敏	SUZUKI Takatoshi	東京大
三輪 浩司	MIWA Koji	東北大
藤岡 宏之	FUJIOKA Hiroyuki	京都大
高橋 仁	TAKAHASHI Hitoshi	KEK 素核研
谷田 聖	TANIDA Kiyoshi	ソウル大

理論

肥山 詠美子	HIYAMA Emiko	理研
土手 昭伸	DOTE Akinobu	KEK 素核研

世話人

永江 知文	NAGAE Tomofumi	京都大
-------	----------------	-----

---

<sup>1</sup>e-mail address: np\_strange.wg@scphys.kyoto-u.ac.jp

## 2.3.1 序

### 2.3.1.1 ストレンジネス核物理研究とその目的

$u, d$  クォークを構成要素とする陽子・中性子 (核子) からできた原子核により我々の物質世界が形づくられている。核物理は、原子核の研究を通じて我々の世界の物質の起源・宇宙の進化などを明らかにする学問である。ハイパー核・ストレンジネス核物理は、 $u, d$  クォークの他に新たに  $s$  クォーク (ストレンジネス) を加え、ストレンジネスを持ったクォーク・ハドロン多体系を主たる研究対象とする核物理の研究分野である。

ストレンジネス核物理の研究目的は2つある。ひとつは、ストレンジネスという異物をツールとして、原子核物理の基本的問題に挑むことである。ストレンジネスを持つハイペロンは、通常の原子核を構成する核子とは異なる粒子のため、核子によるパウリ排他律の制約を受けない。そのため、原子核深部に入れることができ、原子核深部を探るプローブとなりうる。また、ハイペロンは他の核子とは区別可能であるので、原子核深部でのハイペロンの性質を観測することにより、核媒質中でのハドロンの性質変化の問題に関する研究が可能となる。さらには、不純物としてのハイペロンが元の原子核の性質を変えることも期待されている。

ふたつめとして、核物理をアイソスピン二重項  $SU(2)_f$  の世界からストレンジネスを含めた  $SU(3)_f$  の世界に拡張し、それによって生まれる新たなクォーク・ハドロン多体系を調べることである。6種類あるクォークの中で、重い  $t, b, c$  クォークと違い、比較的質量の軽い  $s$  クォークは我々の周囲の世界を構成している  $u, d$  クォークと  $SU(3)_f$  対称性の下で統一的に取り扱うことが可能である。 $u, d$  クォーク間に働く核力をこの対称性の下でバリオン間力に拡張することにより、 $SU(2)_f$  世界で研究されてきた核物理を、 $SU(3)_f$  の世界に拡張し、それにより生まれる新たな多体系の理解へと展開することができる。また、新たな  $SU(3)_f$  世界への展開を通して、もとの  $SU(2)_f$  世界の理解を深めることが可能となる。

$s$  クォークの質量は、 $SU(3)_f$  対称性で取り扱う程度には軽く QCD のカットオフエネルギー ( $\Lambda_{\text{QCD}}$ ) 程度の領域に存在し、 $s$  クォークを含む多体系は、QCD のダイナミクスを強く反映する。従って、その研究は摂動領域における QCD と豊富なデータに裏打ちされた低エネルギーの核力・核物理の橋わたしを行うことが可能である。

この分野は、日本の研究者が中心となって KEK 12-GeV PS や BNL AGS で最先端の研究を発展

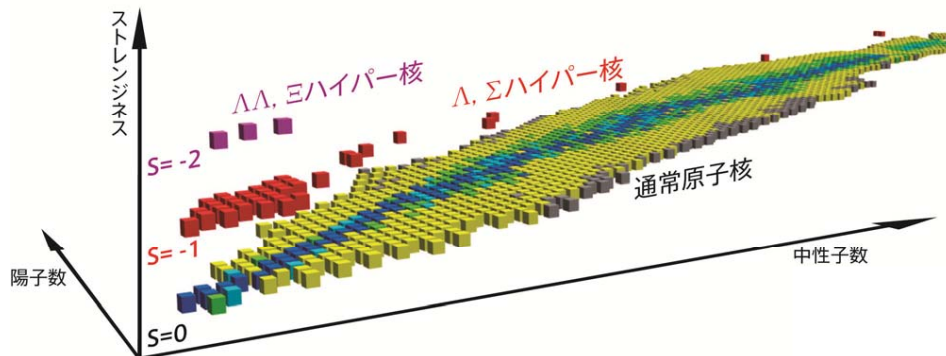


図 2.3.1: ストレンジネス自由度を加えた三次元核図表。

させてきた。その成果も大きな要因となって、J-PARCの建設につながった。J-PARCが完成した現在、研究の飛躍的な進展が期待されている。

### 2.3.1.2 基本的な問い

1 バリオン間の相互作用を理解できるか？— 相互作用の構成要素としてのストレンジネス —

バリオン間 ( $NN, YN, YY \dots$ ) の強い相互作用を QCD の第一原理から定量的に導き出すことはもちろん重要であるが、なぜ、そうなるのかを明確な物理描像を伴って理解することがさらに重要である。第一原理計算である格子 QCD では明確な物理的描像を得ることは困難なので、物理的描像を伴う理論模型の精密化も必要である。

$SU(3)_f$  に拡張した八重項バリオン間相互作用は、対称性により次の項に分解される。

$$8 \otimes 8 = 27 \oplus 8_s \oplus 1 \oplus \bar{10} \oplus 10 \oplus 8_a$$

ここで、27 重項および  $\bar{10}$  重項は、 $NN$  間相互作用 ( $SU(2)_f$  の世界) にも存在する多重項であり、

(トピックス)  $SU(3)_f$  に拡張された核力とは？

原子核は、核力の遠距離での引力と近距離での斥力芯の神秘的ともいえるバランスの上で成り立っている。特に2核子が重なり合うような近距離での斥力芯にはクォーク自由度が重要な役割を果たしていると考えるのが自然である。ストレンジクォークを入れることによって初めて現れる相互作用を調べることによって、クォーク自由度が陽に役割をはたす近距離力、中間子が役割を果たす中・遠距離力を理解したい。クォーク模型に基づいたバリオン間相互作用模型では、カラー磁気相互作用とクォーク間のパウリ効果による斥力が斥力芯を構成する上で重要な役割を果たすことが予想されている。例えば、4つの  $u$  クォークを含む  $\Sigma^+ p$  チャンネルではクォーク間のパウリ効果による強い斥力芯が予言されている。また  $\Lambda\Lambda$  や  $\Xi^- p$  に含まれる  $SU(3)_f 1$  重項では、カラー磁気相互作用が引力的になることもあり、近距離で引力芯となると予言されている。この引力芯のため、6つのクォーク ( $uuddss$ ) からなる  $H$  ダイバリオンが注目をあつめ、様々な実験が行われて来た。近年、格子 QCD の著しい発展によって、第一原理計算からも、 $SU(3)_f$  対称性が厳密に成り立っている極限で、拡張されたバリオン間力に特徴的な振る舞いが定量的に検証されている。図 2.3.2 に格子 QCD で求められたポテンシャル ( $\Sigma N$  チャンネルに含まれる多重項 (a)(b) および 1 重項 (c)) を示す。実験によって  $SU(3)_f$  対称性とその破れの立場からこれらを検証し、バリオン間力を理解することが重要である。

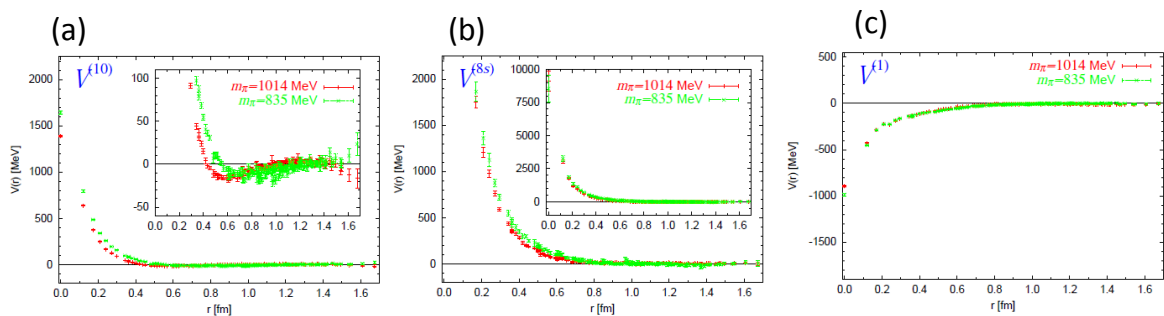


図 2.3.2: 格子 QCD によるバリオン間相互作用ポテンシャルの計算結果 [1]。(a) 10 重項。(b)  $8_s$  重項。(c) 1 重項。

核子の散乱実験によって、少なくとも現象論的には詳しく分かっている。残りの項は、ストレンジネスが加わったことで現れ、特に1重項は $S=-2$ の系にのみ現れる。これらの $SU(3)_3$ の世界で新たな現れた項を調べ、統一した枠組みの中で $NN$ 間相互作用も含めてバリオン相互作用を理解する。特に、原子核を構成する上で重要な斥力芯とスピン軌道( $LS$ )力を理解することは重要である。

また、強い相互作用に隠されて研究の難しいバリオン間の弱い相互作用についても、その性質を理解したい。

2 多体系におけるハドロンの振る舞いは裸のハドロンとどのように違うのか? – プローブとしてのストレンジネス –

原子核中でのハドロンの振る舞いを理解するためには、二体間相互作用の単純な重ね合わせでは記述できないため多体間力の導入とその理解が重要である。さらに、媒質中では、ハドロンの性質も変化する可能性もあるため、二体間核力自体も変化することも考えなければならない。

ストレンジネスを原子核に入れると不純物効果で原子核自体の性質も変わることも指摘されている。

3 高密度核物質の性質は? – 高密度状態とストレンジネス –

強い相互作用を考えるとストレンジネスを含む物質 (strange hadronic matter) が存在するのが自然である。特に、中性子星内部のような高密度状態では、フェルミエネルギーを稼ぐことができるので、ストレンジネスが現れるのがむしろ当然とさえ言える。(高密度での)核物質の状態方程式を考える上で、ストレンジネスを含むハドロン間の相互作用の大きさ、その性質の理解は不可欠となる。

## 2.3.2 これまでの進展

以下にこれまでの研究の進展をまとめる。各項目が基本的問いのどれにどの程度関係するかを問いの番号と文字の大きさで示す。

### 2.3.2.1 ハイペロン散乱実験 <<1>>

二体間核力( $NN$ 間相互作用)をもとに原子核構造を理解してきたように、ハイペロン核子間力( $YN$ 間相互作用)は、ハイパー核構造を調べる上で非常に重要な基礎データである。しかし、散乱実験の困難さからデータが非常に乏しいのが現状である。そのため、 $NN$ 間核力から $SU(3)_f$ 対称性をもとに拡張した理論模型を作り、逆に多体系の計算を通じてハイパー核分光のデータと比較することにより、 $YN$ 間相互作用を決めてきた。

一方、乏しいながらも散乱実験のデータが存在し、 $YN$ 相互作用に対する貴重な直接的情報を与えている。これらハイペロン核子散乱実験は1970年代に水素泡箱を用いて行われた。効率的にハイペロンビームを生成するために $K^-$ ビームを水素泡箱中に静止させ、そこから生じるハイペロンと陽子との散乱のトポロジーを画像解析することによって断面積を測定した。静止 $K^-$ から生成したハイペロンを用いたことから、ビーム運動量が $200\text{ MeV}/c$ 以下の低エネルギー領域でのデータに限られている。さらに泡箱ではトリガーが出来ないことやビーム強度を上げることが出来なかったために統計が十分ではない。

近年に行われたKEK-PSの実験では、トリガー可能なシンチレーションアクティブ標的を用いて、 $(\pi, K^+)$ 反応事象をスペクトロメータで同定し、散乱画像を記録する手法が開発された。

KEK-PS E251 および E289 実験では $\Sigma^+p$ ,  $\Sigma^-p$  散乱事象に対して、 $400\text{--}800\text{ MeV}/c$ での高運動

(トピックス) 中性子星とストレンジネス

「原子核をどこまで大きくできるのか？」という問いは興味深い。構成要素を陽子と中性子に限るかぎり、電荷を中性にできないため、その大きさには限度がある。しかし、ストレンジネスも考慮した場合、電荷を中性に保ったまま、バリオン数を無限大にすることも可能である。そのような物質として、 $u, d, s$  クォークが等量となった、強い相互作用に対して安定な strange hadronic matter が予言されている。そのような物質はおそらく通常核密度よりも高密度であろう。また、この宇宙には中性子星コアのように高密度となっている場所が存在する。このような場所では、ストレンジネス生成による質量増加を充分補償できるほどに新自由度発生によるフェルミエネルギーの減少があるため、当然ストレンジネスが出現していると考えられる (図 2.3.3)。しかし、その出現形態、すなわち、どのようなバリオンやメソンとしてか？あるいは閉じ込めが破れたクォーク物質として存在か？また、その割合はどうか？といった疑問に答えるには、バリオン間あるいはメソンバリオン間の二体相互作用の大きさやバリオンやメソンの原子核中、より正確には、中性子核物質中での相互作用 (ポテンシャル) の実験的決定が必要である。特に負電荷をもつ  $\Sigma^-$ ,  $\Xi^-$ ,  $K^-$  の相互作用の測定は重要である。

最近、従来のストレンジネスが発現する状態方程式ではナイーブには説明できない太陽質量の 1.97 倍の質量を持つ中性子星が発見された [4]。そのため、ストレンジネスが発現する状態方程式は必要ない、との主張もある。しかし、フェルミエネルギーを考えるとストレンジネスが中性子星深部で発現するのはある意味必然であり、もしストレンジネスが中性子星深部に存在しないのであれば、なぜ発現しないのかを説明する必要がある。あるいは、ストレンジネスを含んだ上で重い中性子星を支えるためにハドロン相からクォーク相に変化するような新しいメカニズムを考える必要があるかも知れない。この重い中性子星の発見により、高密度下におけるストレンジネスの役割を探る研究はより重要性を増したといえる。

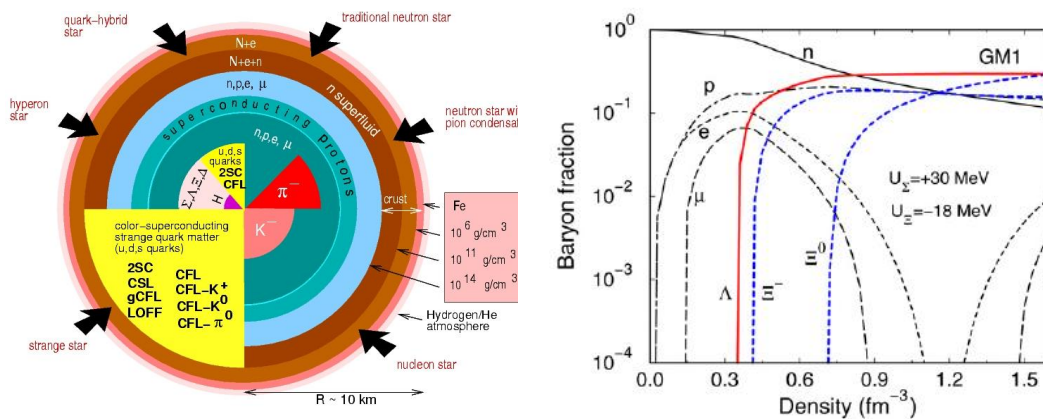


図 2.3.3: (左) F. Weber による中性子星内部構造 [2]。どのような模型 (状態方程式) をとるかによって、コアの物質形態は異なる。(右) GM1 セットをもちいた平均場計算による中性子星物質中でのバリオン及びレプトンの存在割合と密度の関係。ハイペロンのポテンシャルは  $-29 \text{ MeV}(\Lambda)$ ,  $+30 \text{ MeV}(\Sigma)$ ,  $-18 \text{ MeV}(\Xi)$  で、 $YY$  間相互作用は小さいと仮定している [3]。



量領域での散乱断面積を初めて導出した [5]。

また、KEK-PS E452 実験では、 $\Sigma^+p$  のスピン軌道 ( $LS$ ) 力を導出するために偏極した  $\Sigma^+$  ビームから散乱された陽子の左右非対称度を導出した [6]。

大きな進展があったものの、ハイペロンの短い寿命による実験の困難さから統計が未だに不十分と言わざるを得ない。今後の研究の進展が期待される。

### 2.3.2.2 中間子ビームによる $\Lambda, \Sigma$ ハイパー核分光研究 <<1,2,3>>

In-flight ( $K^-, \pi^-$ ) 反応によって  $\Lambda$  核を生成する場合、運動量移行が小さいため、いわゆる substitutional states の断面積が大きい。また、( $\pi, K^+$ ) 反応による  $\Lambda$  核生成は、運動量移行が大きいため、断面積は小さいが、いわゆる spin-stretched states や深く束縛された状態をも生成するという特徴がある。これらの特徴を生かして、 $S=-1$  の  $\Lambda$  核の生成および分光研究が行われてきた。

カウンターによるハイパー核研究は、1970 年代に CERN で ( $K^-_{\text{stopped}}, \pi^-$ ) 反応に始まった [7]。その後には、反跳の小さい  $\Lambda$  を生成する in-flight ( $K^-, \pi^-$ ) 反応が開発され、 $p$  殻領域の  $\Lambda$  核が盛んに研究された。その結果、通常核とは違い  $\Lambda$  の spin-orbit splitting が小さい、すなわち、 $\Lambda N$  間の  $LS$  力が小さいことがわかった [8]。さらに BNL-AGS で始まった ( $\pi^+, K^+$ ) 反応を用いた手法 [9] が、1990 年代に大立体角・高分解能の超伝導スペクトロメータ SKS [10] で 1.5 MeV (FWHM) の分解能を達成したことにより、KEK-PS で大きく進展した。

E140a 実験では、 $p$  殻領域から Pb に至るまでの広い領域における  $\Lambda$  核の励起スペクトルを測定

し、 $\Lambda$  粒子のポテンシャル内での 1 粒子軌道描像を確立し、ポテンシャルの深さが核子の 50 MeV に対して 30 MeV と、核子に比べ  $\Lambda$  の相互作用が弱いことを明らかにした (図 2.3.4) [11]。

また、 $^{12}\text{C}$  に関しては、その高分解能分光により初めて、コア原子核の励起状態に  $\Lambda$  粒子が結合した状態が観測され、その励起エネルギーの変化やその強度などから、状態結合やそれを引き起こす  $\Lambda$  核子相互作用の詳細についての重要な知見が得られた [12]。その後の E336 実験では、理論で予言されていた、通常核ではパウリ排他律によって禁止される軌道に  $\Lambda$  粒子が入ったハイパー核特有の “genuine hypernuclear states” が  $^9_{\Lambda}\text{Be}$  において観測された [13]。また、分解能を向上させた E369 実験では、中重  $\Lambda$  核、 $^{51}_{\Lambda}\text{V}$ ,  $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$  を測定し、特に  $^{89}_{\Lambda}\text{Y}$  においては、 $\Lambda$  が  $s, p, d, f$ -軌道に入った状態の幅が角運動量が高いほど太く観測され、最も太い  $f$  状態は 2 つのピークに分離された [14]。これは当初  $\Lambda$  の  $LS$  ポテンシャルによる spin-orbit splitting と解釈されたが、 $\gamma$  線分光から求められた非常に小さい  $LS$  力とは矛盾すること、2 つのピークの生成比が説明できないことから、この構造は、コア原子核の様々な励起状態の混合によるものと現在は考えられている。

$\Sigma$  核については、BNL-AGS E905 実験において  $^4\text{He}(K^-, \pi^\pm)$  反応スペクトルの比較により、4 体系  $\Sigma$  核は  $T=1/2$  状態 ( $^4_{\Sigma}\text{He}$ ) のみ束縛し、 $\Sigma$ -原子核ポテンシャルには強いアイソスピン依存項が存在することがわかった [15]。重い  $\Sigma$  核については、SKS を用いて ( $\pi^-, K^+$ ) 反応スペクトルを C, Si,

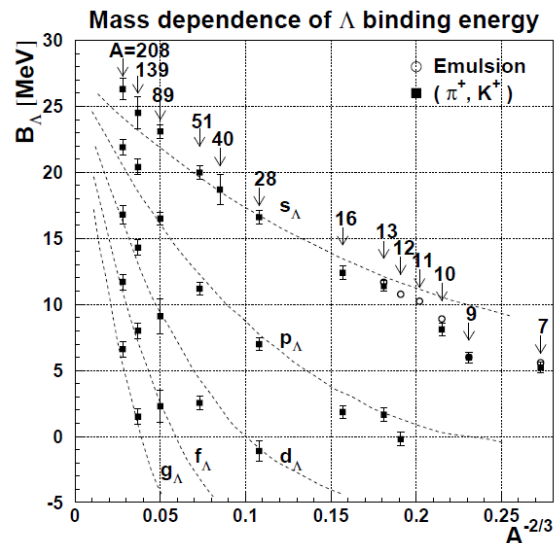


図 2.3.4:  $\Lambda$  束縛エネルギーの質量数依存性。

Ni, In, Bi 標的で測定し、 $\Sigma$ -原子核ポテンシャル及びその基となる（スピン・アイソスピンで平均した） $\Sigma N$  相互作用が斥力であることが確定した [16]。

ハイパー核生成においてはその生成断面積と二次粒子ビーム強度から  $1 \text{ g/cm}^2$  オーダー以上の標的物質が必要であり、使用できる標的核種は限られる。 $(K^-, \pi^-)$ ,  $(\pi^+, K^+)$  反応は電荷の変化の無い反応であり、これらの反応を用いた軽いハイパー核分光では、対象が陽子・中性子数のほぼ等しい  $\Lambda$  核に限られる。ところが、KEK-PS では電荷を 2 つ変える  $(\pi^-, K^+)$  反応を用いての  $^{10}_{\Lambda}\text{Li}$  の分光に成功した [17]。ハイパー核の生成断面積は  $(\pi^+, K^+)$  反応に比べておよそ  $1/1000$  ではあるが、 $(\pi^-, K^+)$  反応では、中性子数の多い  $\Lambda$  核の生成、研究が可能である。中性子過剰  $\Lambda$  核の研究を通じて、高密度核物質である中性子星コアのような中性子過剰の環境下での  $\Lambda$  の相互作用の情報が得られる。

### 2.3.2.3 電子ビームによる $\Lambda$ ハイパー核分光研究 <<1,2>>

$\Lambda$  核は従来  $\pi, K$  といった中間子ビームを用いて生成、研究されてきた。二次粒子である中間子ではなく、一次ビームとして得られる強度・エミッタンス等のビーム品質について有利な電子線を用いてハイパー核を電磁生成し、精密分光を行うというアイデア自体は 20 年以上昔にまで遡ることができる。しかし、電子ビームを用いて、つまり素過程反応  $p(e, e'K^+)\Lambda$  を用いて  $\Lambda$  を生成し、missing mass spectroscopy を行うためには散乱電子  $e'$  と生成された  $K^+$  の同時計測が必要であり、連続ビームが必須である。また大強度ビーム環境下では大量の電子によるバックグラウンドが予想され、その中から生成断面積が非常に小さいハイペロン電磁生成反応に関与した電子を選び出すのは実験的に極めて難しいと考えられていた。

この研究手法が可能である、ということを実証したのは 2000 年に米国ジェファーソン研究所 (JLab) Hall-C 実験室において行われた E89-009 実験 (HNSS)[18] である。この実験では  $(e, e'K^+)$  ハイパー核分光実験の原理を実証するため JLab に既存の K 中間子スペクトロメータ (SOS) と ENGE split-pole スペクトロメータを組み合わせそれぞれ  $K^+$  と  $e'$  を測定した。200 MHz という測定限界に近い散乱電子計数率の下、S/N や分解能に改良の余地を残すものの  $^{12}_{\Lambda}\text{B}$  の測定に成功し、高品質の連続電子線ビームが得られれば  $(e, e'K^+)$  反応を用いたハイパー核研究が 1 MeV (FWHM) を切る高分解能で可能であることが証明された。

この第一世代実験の経験を活かして散乱電子の計数率を圧倒的に抑制する散乱電子スペクトロメータの

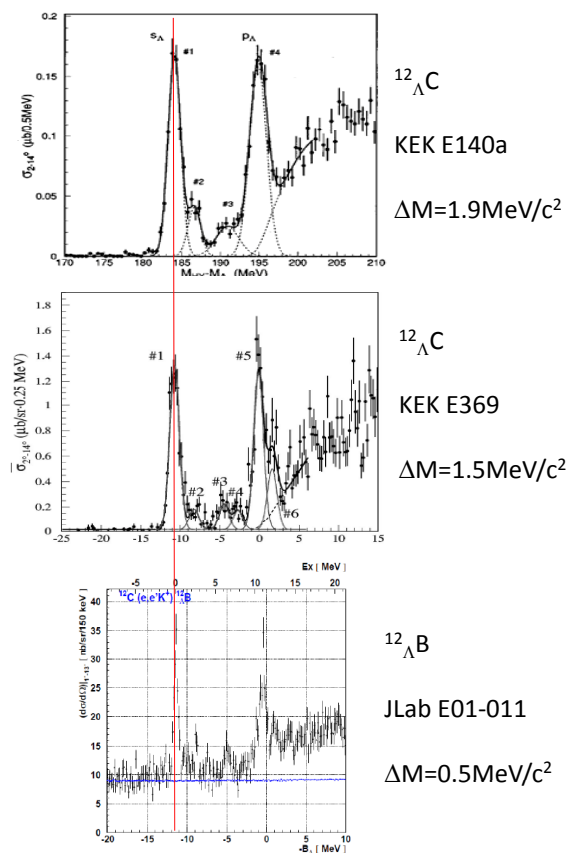


図 2.3.5: 分解能向上により、測定スペクトルがどのように変わるかを示す図。どれも  $^{12}\text{C}$  を標的とした  $\Lambda$  ハイパー核の生成スペクトルである。(上) $(\pi^+, K^+)$  反応による  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  スペクトル。分解能は  $1.9\text{MeV}/c^2$  (FWHM)[12]。(中) $(\pi^-, K^+)$  反応による  $^{12}_{\Lambda}\text{C}$  スペクトル。分解能は  $1.5\text{MeV}/c^2$  (FWHM)[14]。(下) $(e, e'K^+)$  反応による  $^{12}_{\Lambda}\text{B}$  スペクトル。分解能は  $0.5\text{MeV}/c^2$  (FWHM)[19]。

設置法 (tilt 法) および  $(e, e'K^+)$  実験に特化した高分解能 K 中間子スペクトロメータ HKS が導入され、2005 年には E01-011 (HKS@Hall-C) が行われた [19]。同時期に、独立した実験グループにより JLab Hall-A においても  $(e, e'K^+)$  反応を用いたハイパー核実験がより高いエネルギーのビームを用いて行われ (E94-107@Hall-A)[20]、Hall-C の実験と相補的なデータを収集した。これら第二世代の実験により  $(e, e'K^+)$  反応による  $\Lambda$  核電磁生成分光という研究手法が確立した。その後、HKS と整合する散乱電子スペクトロメータとして高分解能電子スペクトロメータ HES が導入され 2009 年に第三世代実験 E05-115 (HKS- HES@Hall-C) が行われた。分光実験において測定分解能の向上が如何にインパクトのあることかは、図 2.3.5 を見れば理解できよう。

JLab における三世代に渡る実験により、 $\Lambda$ ,  $\Sigma^0$  生成素過程、 ${}^7_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^9_{\Lambda}\text{Li}$ ,  ${}^{10}_{\Lambda}\text{Be}$ ,  ${}^{12}_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^{16}_{\Lambda}\text{N}$ ,  ${}^{28}_{\Lambda}\text{Al}$ ,  ${}^{52}_{\Lambda}\text{V}$  と素過程から  $Z \sim 50$  という中重  $\Lambda$  核に渡る広い質量領域において 500 keV (FWHM) 以上の分解能で研究が進んでいる。sub-MeV の高分解能と  $p(e, e'K^+)\Lambda$ ,  $\Sigma^0$  反応を用いて原子核乾板実験とは独立に絶対質量スケールを較正できるという特徴を活かして、軽い  $\Lambda$  核に対する精密クラスター計算との比較からハイペロン-核子間力の電荷対称性の破れ (CSB)、また中重  $\Lambda$  核に対する精密殻模型計算との比較から  $\Lambda$  をプローブとする中重  $\Lambda$  ハイパー核のコアの励起状態に関する新たな知見が得られつつある [21]。

#### 2.3.2.4 ハイパー核 $\gamma$ 線分光 $\ll 1,2 \gg$

$\gamma$  線分光は、通常核の研究において強力な手段である。ハイパー核の研究においては、1980 年代までは分解能に劣る NaI 検出器による測定例が数例あるのみであったが、1990 年代後半以降ゲルマニウム検出器を使う技術が確立し、 $\gamma$  線放出を伴う崩壊が起きる粒子束縛の状態に限られるものの、(励起) エネルギー分解能は、これまでの反応分光での MeV オーダーに対して数 keV にまで向上するなど、長足の進歩が見られた。

1998 年にハイパー核研究のためのゲルマニウム検出器システム Hyperball が建設され、それ以来、数多くの  $p$  殻  $\Lambda$  ハイパー核 ( ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ [22, 23, 24, 25],  ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$  [26],  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$  [27, 28],  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$  [28],  ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$  [29],  ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$  [29]) の  $\gamma$  線が測定された。これらの結果は、特に閉殻に近い核 ( ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ ,  ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ ,  ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ ,  ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ ) については 2 体の  $\Lambda N$  間有効相互作用に基づいて理解することができる [30]。その特徴として挙げられるのは、 $\Lambda$  のスピンの依存する  $LS$  力が非常に小さい ( $NN$  間の  $LS$  力の 1/100 程度) 一方で、核子スピンの依存する  $LS$  力はある程度大きく ( $NN$  間の  $LS$  力の 1/10 程度)、 $NN$  間相互作用にはない反対称  $LS$  ( $LS(-)$ ) 力が大きな役割を果たしている。なお、この傾向については、Hyperball の実験結果だけでなく、NaI によって測られた  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  の  $\gamma$  線 [31] から同様の結論が得られている。

しかし、この議論では、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ ,  ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ ,  ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$  の準位構造はうまく説明できない [32]。 $\Lambda NN3$  体力が重要な役割を果たしているなどの可能性が指摘されており、今後の課題になっている。

他の興味深いトピックとしては以下のことがあげられる。 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  の  $B(E2)$  測定により、ハイパー核の大きさがコア原子核  ${}^6\text{Li}$  に対して、19%縮んでいることが明らかになった [23]。また、弱崩壊後の娘核の  $\gamma$  線観測により、弱崩壊の分岐比を測定することで、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}$  の基底状態のスピン・パリティを決定した [33]。

#### 2.3.2.5 実光子によるストレンジネス生成の研究 $\ll 1 \gg$

実光子による K 中間子生成の研究は、K 中間子の生成に十分なエネルギーを発生できる 1 GeV 超のエネルギーまで加速できる電子線加速器が建設されるようになった 1950 年代後半より行われてお



り、ストレンジネス生成機構の解明、バリオンスペクトロスコピー [34, 35]、核媒質効果の解明 [36] を主たる目的として研究が発展している。陽子を標的とした  $K^+$  生成反応の実験は SAPHIR-Bonn, CLAS-JLab が精度の高いデータを報告している。また、陽子を標的とした  $K^0$  生成反応についても SAPHIR のデータが存在する。その一方で、中性子を標的とした  $K$  中間子生成反応については、東北大学 LNS における NKS の測定結果まではデータが報告されていなかった。

東北大学 LNS(現 ELPH) においては、1.2 GeV STB リングに標識化光子発生装置を設置し、中性  $K$  中間子スペクトロメータ (NKS) によって炭素標的、重水素標的を用いた  $\gamma + n \rightarrow K^0 + \Lambda$  反応の断面積の測定が行なわれた [37, 38]。その後、2005 年に NKS2 へとアップグレードされ生成した  $\Lambda$  の  $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$  崩壊によって放出される  $\pi^-$  と陽子の検出効率を高めた測定が可能となった [39]。

### 2.3.2.6 $\Lambda$ ハイパー核弱崩壊の研究 <<1,2>>

ハイパー核研究が始まった当初より弱崩壊に関して精力的に研究されてきた。強い相互作用に対して安定な  $\Lambda$  核が現在まで唯一の弱崩壊研究の対象である。 $\Lambda$  核の弱崩壊では主に 2 つの崩壊様式がある。一つは自由  $\Lambda$  粒子の崩壊が核内で起こる中間子崩壊 ( $\Lambda \rightarrow N\pi$ ) であり、他方は核内核子と相互作用し崩壊する非中間子崩壊である ( $\Lambda N \rightarrow nN$ )。中間子崩壊は、自由  $\Lambda$  粒子崩壊により崩壊過程がよくわかっているため、崩壊の始状態における  $\Lambda$  粒子を見る良いプローブとなっている。実際、中間子崩壊は古くから 4 体系での  $\Lambda$  粒子の核内ポテンシャルの決定や、軽いハイパー核の基底状態のスピンのパリティを決定するのに用いられてきた。一方、非中間子崩壊では中間子崩壊とは異なり、崩壊過程そのものに興味がある。核子間弱相互作用は、例えば散乱実験においては、強い相互作用による散乱に隠されてしまい、パリティを破る散乱振幅のみが (非常に小さい効果であるが) 測定可能である。しかし、非中間子崩壊はストレンジネスが変化する過程であるため、パリティ保存・非保存両方の崩壊振幅が測定可能である。そのため、 $\Lambda$  核の非中間子崩壊はバリオン間弱い相互作用の研究で重要な手段である。

非中間子崩壊で重要な観測量は、(1) 崩壊分岐比 ( $\Lambda n \rightarrow nn$ ,  $\Lambda p \rightarrow np$ )、(2) 偏極  $\Lambda$  に対する非対称度、の 2 つである。崩壊分岐比 (両モードの比を取ったいわゆる  $np$  比) は崩壊過程のアイソスピン構造を強く反映する。終状態において、 $nn$  状態はアイソスピンが 1 のみ許される一方、 $np$  状態では 0 と 1 の両方が許されるためである。1990 年代までは、実験結果が終状態アイソスピン 1 の大きな寄与を示唆する一方、中間子交換模型を基にした理論計算では強い  $\pi$  交換の寄与のためアイソスピン 0 の優位を予測し、理論・実験で大きな相違があった。2000 年代に入り、実験においては崩壊核子を完全に同時計測することで、終状態相互作用及び 3 体崩壊 ( $\Lambda NN \rightarrow NNN$ ) の寄与を排除した計測がなされた [40, 41]。また、理論モデルの改良もなされ、現在は  $np$  比における理論・実験の不一致は見かけ上解消されている。

崩壊分岐比がアイソスピン構造を反映するのに対して、非対称度はスピン・パリティ構造を反映する。パリティを保存・非保存する崩壊振幅間の干渉により、 $\Lambda$  の偏極に対して非対称な崩壊をする。 $\Lambda$  粒子の偏極量を中間子崩壊の非対称角分布により測定することで、理論モデルに依存しない非中間子崩壊の非対称度の測定がなされた [42, 43]。実験結果は、崩壊分岐比をよく説明する理論計算と大きく隔たる。クォーク交換模型、多中間子交換模型などの導入により非対称度の理論的再現の努力が続けられているが、解明のため更なる実験情報が必要であり、 $np$  比に代わって新たな未解明問題として残されている。

また、最近の実験結果より、非中間子崩壊として3体崩壊 ( $\Lambda NN \rightarrow NNN$ ) の寄与が大きく、その分岐比は非中間子崩壊全体に対して約30%であることが明らかになっている [44]。強い相互作用で束縛されたクォーク多体系であるバリオンがどのように弱い相互作用を感じるか解明するために、3体崩壊を含め非中間子崩壊の実験情報を更に積み上げる必要がある。

### 2.3.2.7 ダブルストレンジネス系の研究 $\langle\langle 1,3 \rangle\rangle$

ハイペロン同士の散乱実験は非常に困難であるため、ダブルハイパー核の観測が事実上唯一のハイペロン-ハイペロン間相互作用の測定方法となる。実験的にダブルハイパー核の研究が始まったのは今から半世紀前の1960年代である。M. Danyszらは、 $K^-$  ビームを照射した原子核乾板中に連続弱崩壊のトポロジーを持った事象を発見し、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ 、もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{11}\text{B}$ と同定した [45]。その後の再解析では、 ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ である可能性が最も高く、 $\Lambda\Lambda$ 間の相互作用は約4 MeVの比較的強い引力であるとされた。Danyszらの報告があつて間もなく、D. J. Prowseによって ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ の発見の報告がなされた [46]が、第三者による乾板写真の確認がなくその信憑性が疑問視された。それから20年以上空白の期間が流れた後、KEK-PSで行われたE176実験において新たな事象が発見された。この実験では原子核乾板にカウンター類を組み合わせたハイブリッド・エマルジョン法という手法によって入射 $K^-$ と散乱 $K^+$ を同定し、統計とデータの信頼性を飛躍的に高めることに成功した。しかし、そこで見つかった事象は ${}_{\Lambda\Lambda}^{13}\text{B}$ もしくは ${}_{\Lambda\Lambda}^{10}\text{Be}$ の2通りの解釈が残り、それによって $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は引力にも斥力にもなり得るという結果となった [47]。

このように、 $\Lambda\Lambda$ 核の研究は決定打の無い状況が長く続いたが、それを打破したのが、同じくKEK-PSで行われたE373実験である。E373実験では、原子核乾板への照射方法の改良、ダイヤモンド標的の使用、シンチレーティング・ファイバー検出器の採用等により、E176実験の10倍の統計を実現し、これまでに7つの $\Lambda\Lambda$ 核を発見した。その中でもNAGARAと名付けられた事象では、励起状態の不定性もなく一意的に ${}_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ と同定され、 $\Lambda\Lambda$ 間相互作用は約1 MeVの弱い引力であることが決定された [48]。しかし、その他の事象では一意的な解釈が難しく、束縛エネルギーの核種依存性等を議論するには全く実験データが足りないのが現状である。

一方、原子核乾板を用いないカウンター実験では、BNL-AGSで行われたE906実験で ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ の2重 $\pi$ 崩壊を観測した [49]が、束縛エネルギーの測定までは至っておらず、さらなる検証が必要である。

$\Lambda\Lambda$ 核と密接な関係にあるのが $H$ ダイバリオン ( $uuddss$ )である。NAGARA事象の観測により、 $H$ ダイバリオンの質量には、 $2\Lambda$ 閾値よりわずか7.7 MeV/ $c^2$ だけ軽い2223.7 MeV/ $c^2$ という下限が与えられた。安定な $H$ ダイバリオンを探索する実験はいくつも行われてきたが、証拠は見つからない。一方、KEK-PSで行われたE224実験及びE522実験では、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+\Lambda\Lambda)X$ 反応における $\Lambda\Lambda$ 不変質量分布の閾値近傍にエンハンスがあり、これが $H$ 共鳴である可能性がある [50]。しかし、統計が不十分であり確定的な結論を得るには至っていない。一方、最近の格子QCD計算では、非常に浅く束縛された $H$ の存在が示唆されており [51, 52]、 $H$ ダイバリオンはなお興味深い研究対象となっている。

$\Xi N$ 間相互作用については、さらに乏しい実験結果しか得られていない。KEK-PS E224実験やBNL-AGS E885実験において、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)$ のmissing massスペクトルで明確なピークまでは見えなかったものの $\Xi$ 核束縛領域にシグナルが得られ、 $\Xi$ 核ポテンシャルは弱い引力であることが示唆された [53, 54]。 $\Xi$ 吸収から同時に2個の $\Lambda$ 核が放出されるツイン・ハイパー核事象がE176とE373実験の原子核乾板中に複数見ついているが、原子核束縛状態からの $\Xi$ 吸収であると一意的に同定された事象はなく、 $\Xi$ 核の束縛エネルギーを決めるには至っていない。

## 2.3.2.8 重イオンビームによるハイパー核生成 &lt;&lt;2&gt;&gt;

高エネルギー重イオン衝突によるハイパー核生成は、陽子(中性子)過剰ハイパー核や多重ハイパー核など、多様なハイパー核を生成できる可能性があること、相対論的ブーストを利用してハイパー核の磁気モーメントを測定できる可能性があること、などから、新しいハイパー核生成法として期待されている。また、その生成機構についても coalescence モデル などとの比較において興味もたれている。

しかし、実験的には大量のバックグラウンドの中から少ない信号を探さなくてはならないため、これまでに行われた実験は数少ない。2000年までには、Berkeley で行われた実験 [55] 及び Dubna で行われた実験 [56] の2例の報告があるのみであった。近年では、少しずつ報告が増えてはいるものの、まだハイパー核研究の主流と呼ぶには程遠いという状況は変わっていない。2004年には、AGS-E864 が 11.5A GeV/c の Au ビームと Pt 標的で  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  の生成に成功したとの報告を行っている [57] が、パーテックスの測定を行わず、S/N が悪いことなどから、統計的に確実なものとは言えない。

このような状況で、2009年に RHIC の STAR 実験によって  ${}^3_{\Lambda}\text{H}$  とその反ハイパー核 ( ${}^3_{\bar{\Lambda}}\text{H}$ ) を観測したとの報告 [58] があり、注目を集めている。さらには、GSI において重イオン衝突によるハイパー核生成に特化した実験 (HypHI 実験 [59]) が開始され、最初のデータ収集を 2010 年に行った。HypHI 実験は今後も規模を拡大しつつデータ収集を続けることを予定しており、その成果が期待される。

2.3.2.9  $\bar{K}N$  間相互作用と  $\bar{K}$  原子核束縛系の研究 <<3>>

カイラル対称性の自発的破れによるハドロンの質量の獲得機構の観点から、核媒質中の中間子の振舞いは重要な問題である。特にストレンジネス  $S=-1$  の系では、 $\bar{K}$ -原子核間の強い引力のため深く束縛された  $\bar{K}$  原子核状態の存在、またそれによる中性子星コアに匹敵する高密度状態の形成可能性が指摘されており、 $\bar{K}N$  相互作用及び  $\bar{K}$  原子核束縛系の研究が近年その重要度を増している。

 $\bar{K}N$  間相互作用と  $K^-$  原子

低エネルギー  $\bar{K}N$  相互作用は低エネルギー  $\bar{K}N$  散乱と  $K^-$  水素原子の  $1s$  状態の測定によって研究されてきた。昔に行われた三つの独立な  $K^-$  水素原子測定実験の結果は全てが引力的シフトを示す一方、散乱実験データの解析では散乱長 [60] は斥力的であった (“ $K^-$  水素原子パズル”)。この問題は 1997 年に KEK-PS E228(KpX) 実験 [61] により  $K^-$  水素原子の決定的なデータが得られたことで解決された。換算された散乱長は散乱長解析と良い一致を示し、エネルギー閾値での  $K^-p$  間の相互作用は斥力的であることが確定した。そして 2010 年 DAΦNE (LNF, Italy) での SIDDHARTA 実験によって更に精密な測定が行われ、 $1s$  状態のレベルシフト  $\epsilon_{1s}$  及び崩壊幅  $\Gamma_{1s}$  はより小さい誤差で決定された： $\epsilon_{1s} = -283 \pm 36(\text{stat}) \pm 6(\text{syst})$  eV,  $\Gamma_{1s} = 541 \pm 89(\text{stat}) \pm 22(\text{syst})$  eV [63]。

他方重い原子核に対しては  $K^-$  原子の X 線測定によって古くは 1960 年代より研究が行われてきている。 $K^-{}^4\text{He}$  原子のような少数の例外を除き、それらの結果は  $\pi^-$  原子の場合と同様に光学模型の枠組みで理解することが出来た。Batty, Friedmann, Gal によって Li から U までの  $K^-$  原子データから現象論的な  $K^-$ -原子核間ポテンシャルが求められたが、最もデータの再現性の良いものは約 200 MeV もの深さを持ち吸収性は弱いものであった [62]。

このような引力的ポテンシャルは殆どの  $K^-$  原子のレベルシフトは斥力的という観測事実に矛盾する。しかし原子核束縛状態が形成される場合には波動関数の直交性から、原子状態のレベルは斥力的にシフトすることが説明できる。従って、約 200 MeV にも達する引力ポテンシャルの深さと合

わけて  $K^-$  原子の系統的研究は  $K^-$  の原子核束縛状態の存在を示唆していた。最も単純な  $K^-p$  二体系では、 $\bar{K}N$  の閾値の下に存在する  $S = -1$  バリオン共鳴状態  $\Lambda(1405)(I(J^\pi) = 0(1/2^-))$  が、原子核束縛状態であると考えられる。 $\Lambda(1405)$  は3つの構成子クォーク状態としては記述しがたいことが知られており [64]、 $\bar{K}N$  の束縛状態と考えることで、E228(KpX) 実験により確立した  $K^-$  水素原子の  $1s$  状態の斥力的シフトを無矛盾に理解できる。

### $\bar{K}$ 原子核束縛系

$\bar{K}$  原子核の研究であるが、中重核に関して岸本は前述した Batty-Friedmann-Gal の深い光学ポテンシャルに基づき、深く束縛した  $\bar{K}$  原子核束縛状態の可能性を指摘した。更には in-flight の  $(K^-, N)$  反応により BNL-AGS や KEK-PS にて生成・探索可能であることを示した [65]。この予言に基づき、BNL-AGS E930 実験では  $^{16}\text{O}(K^-, n)$  反応が測定された。その missing mass 分布の束縛領域に大きなスペクトル強度が観測されたほか、束縛エネルギー 90 MeV 近辺に  $\bar{K}$  原子核の  $p$  状態と同定され得る幅の狭いピーク構造の存在が示唆された [66]。さらに KEK-PS E548 実験では統計精度を向上し、 $(K^-, p)$  反応も合わせて行われた。狭いピーク構造こそ再現されなかったものの、測定された束縛領域のスペクトル形状から得られたポテンシャルは Batty-Friedmann-Gal の深い光学ポテンシャルと矛盾していなかった。また  $(K^-, p)$  及び  $(K^-, n)$  反応の比較により、各反応で生成される束縛状態における  $I = 0$  の  $\bar{K}N$  対の数に整合したアイソスピン依存性が観測された [67]。

一方軽い  $\bar{K}$  原子核の研究も進められた。赤石・山崎は  $\Lambda(1405)$  を  $I = 0$  の  $\bar{K}N$  の準束縛状態と見なし、その質量及び幅、そして Martin の  $\bar{K}N$  散乱長を再現する  $\bar{K}N$  ポテンシャルを構築した。彼らはこのポテンシャルを  $\bar{K}$ -軽核系に適用し、「深い束縛・狭い幅・通常核の数倍の高密度状態」が実現することを予言した [68]。 $(\frac{3}{K}\text{H}^{T=0} = K^-ppn)$  では束縛エネルギー 108 MeV、全崩壊幅 32 MeV。 $(\frac{2}{K}\text{H}^{T=1/2} = K^-pp)$  では束縛エネルギー 48 MeV、中間子崩壊幅 61 MeV [69]。また  $\frac{3}{K}\text{H}^{T=0}$  を観測するために  $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, n)$  反応での生成率を議論した [68]。このような  $K^-ppn$  状態を探索するため、KEK-PS E471 実験では  $^4\text{He}(K^-_{\text{stopped}}, N)$  反応が測定され [70]、さらに統計・分解能を上げた E549 実験が行われた。その結果、3200 MeV/ $c^2$  以下の質量領域 (束縛エネルギー 110 MeV 以上の領域) における幅 20 MeV 以下の狭い状態に関して静止  $K^-$  当り 0.1 ~ 1% 未満という生成率の上限が与えられた [71]。

DAΦNE の FINUDA 実験で 2003 年に取得されたデータでは、 $^{6/7}\text{Li}$  と  $^{12}\text{C}$  標的上の静止  $K^-$  反応から back-to-back に放出される  $\Lambda$  と  $p$  の不変質量分布上のピーク構造として、予言値を大きく上回る束縛エネルギー  $\sim 120$  MeV、幅  $\sim 70$  MeV を持つ  $K^-pp$  束縛状態が示唆された [72]。 $K^-pp$  は最も軽い  $\bar{K}$  原子核でありその重要性は明らかだが、当時は  $K^-$  の 2 核子吸収過程  $K^-NN \rightarrow YN$  の実験的な情報の不足から、2 核子吸収過程と残留核との再散乱によるものとの解釈もあった。その後取得されたデータでは、この解釈とも合致しない事実もあり、最終的な結論は得られていない。

また 2010 年には  $pp$  衝突実験から  $K^-pp$  生成を示唆する結果が報告された [73]。過去に SATURNE 加速器 (Saclay, France) で行われた DISTO 実験  $p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$  (2.85 GeV) のデータを再解析したところ、 $K^+$  の missing-mass 分布、 $\Lambda p$  の不変質量分布それぞれに  $K^-pp$  の存在を示唆するシグナルが得られた。 $K^-pp$  であると仮定すれば、その束縛エネルギーは 103 MeV、崩壊幅は 118 MeV である。この場合、大きな生成断面積及び広い崩壊幅はコンパクトな  $K^-pp$  が生成されたためである、との解釈もあり興味深い (通常原子核中での平均核子間距離が 2.2 fm に対して、 $K^-pp$  のサイズは 1.7 fm 以下 [73])。

以上のように、 $\bar{K}$  原子核の存在の決定的な実験的観測は今のところ存在しない。理論研究におい

ても、 $K^-pp$ 系ですら様々な計算の結果が一致せず統一見解が得られていない [74]。実験・理論両者において、更なる  $\bar{K}$  原子核研究が不可欠である。

### 2.3.2.10 核媒質中でのハドロンの性質変化 <<2>>

$s$  クォークを含むハドロンをプローブとした核媒質中でのハドロンの性質探求は、 $u/d$  クォークで構成される通常の原子核媒質中には  $s$  クォークは通常存在しないため、実験的に明快である。特に、 $s$  クォークを含むハドロンのうち、 $\phi$  中間子 ( $1^{--}$ 、主に  $s\bar{s}$  で構成されるベクター中間子) は核媒質中での質量・崩壊幅などの変化が見やすいであろうと予想される粒子の 1 つである。特筆すべき点として、そのレプトン対崩壊をプローブとする方法は媒質中での  $\phi$  中間子の性質をほぼそのままの形で観測出来るという最大の利点がある。しかしながら、(1)  $\phi$  中間子の生成断面積が小さい。(2) レプトン対崩壊への崩壊幅が小さい。(3) レプトン対測定 of 技術的困難さ、等から高精度での  $\phi$  中間子のレプトン対崩壊測定は 20 世紀末に始まったばかりである

いくつかの  $\phi$  中間子に関する実験のうち、特に KEK-PS E325 実験は通常原子核密度下での  $\phi$  中間子の質量変化を観測した初めての実験である。E325 実験では  $pA \rightarrow \phi X$  反応で原子核中に生成した  $\phi$  中間子の電子対崩壊に対して、質量分解能 1% で  $\phi$  中間子の質量を測定し、そのスペクトル上で質量が通常原子核密度下換算にして 3% 減少していることを見いだした [75]。レプトン対崩壊測定が非常に有効であることを確かめた実験例の 1 つである。一方、CERN/BNL 等で行われている重イオン衝突を用いた比較的高温側の測定では、このような質量変化は見いだせておらず、環境の違いによるかどうか議論の余地が残る。また、核媒質中で  $\phi$  中間子または  $K$  中間子の質量が変化すると  $\phi$  中間子のレプトン対崩壊と  $K$  中間子対崩壊への崩壊幅の変化として見える、という  $\phi$  中間子に関するもう 1 つ興味深い予想がある。これらの測定も E325/CERN/BNL 等で行われてきたが、現在のところ崩壊幅の有意な変化を示す測定結果は報告されていない。さらには、基本的な量である  $\phi N$  相互作用の強さを、生成断面積の原子核依存性から導き出す試みも日本を含む世界各地で行われており、 $\phi N$  相互作用は相当大きいのではないかと報告がなされている。しかし、未だ矛盾のない解釈にはたどり着いておらず、これからの進展が期待される。

## 2.3.3 研究計画

### 2.3.3.1 バリオン間の相互作用を理解できるか?

#### $YN$ 散乱実験

クォーク描像に立ったモデルによると、斥力芯の源は、クォーク間のグルーオン交換によるカラー磁気相互作用 (color-magnetic interaction) とクォーク間に働くパウリ原理 (quark Pauli 効果) によると考えられている。核子間の斥力は主にカラー磁気相互作用によると考えられているため、この項に関してはある程度の情報は得られている。一方で、quark Pauli 効果は  $YN$  相互作用で初めてあらわに現れるため、この斥力の強さを定量的に調べることは、斥力芯の起源を調べる上でも重要である。この quark Pauli 効果による斥力の強さを実験で定量的に調べるため、この効果が顕著に期待されるチャンネルを重点的に散乱実験を行う。低エネルギーで重要な  $S$  波で考えると、 $\Sigma^+p$  の  $^1S_0$  状態は  $NN(I=0)$  と同じ 27 重項に属し、 $^3S_1$  状態は quark Pauli 効果が強く効く (almost Pauli forbidden である) 10 重項に属している。 $NN$  散乱の位相差が 700 MeV/c 付近で 0 であることから、この付



近での(微分)断面積測定により、10重項の寄与だけを抜き出すことが出来る。斥力芯の拡がりを実験的に測定するには、位相差のエネルギー依存性を見る必要がある。位相差を求めるには、部分波解析が必要となるが、統計的に困難が予想されるため、まずは $90^\circ$ の微分断面積から位相差を求めることから始める。 $90^\circ$ での微分断面積の測定は、高次の波の寄与が少ないため、斥力の強さを示す $S$ 波の位相差に非常に敏感な観測量となるためである。

これまでの散乱実験では、画像記録とその解析を主たる手法としていたため、使用するビーム強度が限られていた。また、ハイペロンの生成及び散乱は、主として炭素標的からの準自由過程で生じたものであり、運動学が決まらずそれらの事象が解析に使えなかったため、統計が限られていた。そこで、生成及び散乱標的には、液体水素を採用し、二体運動学から生成・散乱事象を同定する新たな手法を使う。クリーンに識別可能な $1.3\text{--}1.4\text{ GeV}/c$ での $p(\pi^+, K^+)\Sigma^+$ 反応で前方に放出される $K^+$ で生成を捉えることにより、 $0.4\text{--}0.7\text{ GeV}/c$ の $\Sigma^+$ ビームが標識化できる。十分な統計を得るためには、 $10^7\text{ Hz}$ 以上の $\pi$ ビームを扱う必要があり、そのためのR&Dも進められている。また、散乱事象は液体水素標的の周囲に設置したトラックー及びカロリメータで同定する。生成ビームとして $\pi^+$ の代わりに $\pi^-$ を用いると、 $\Sigma^-$ ビームを生成することができる。 $\Sigma^-p(I=1/2, J=0)$ には、quark Pauli効果の強く効く $8_s$ 重項が含まれる。また、 $\Sigma^-$ ビームでは、粒子の種類を変化させる $\Sigma^-p \rightarrow \Lambda n$ の測定も同時に可能であり、系統的な $\Sigma N$ 散乱の研究となる(J-PARC E40実験)。

#### 散乱実験における偏極観測量測定

偏極観測量は、角運動量の偶奇の項の干渉から生じるものであり、原子核の魔法数を説明するスピン軌道( $LS$ )力とも関連している。クォーク描像のモデルによると $8_s$ 重項と $8_a$ 重項の間を結ぶ $LS(-)$ 力の大きさは $LS$ 力の起源とも絡んで興味を持たれている。ハイペロンは弱い相互作用で崩壊するので、その崩壊を測定することによりその偏極がわかる。つまり、十分な統計さえあれば、散乱後の偏極(polarization)が測定できる。また、生成の運動学によっては偏極したハイペロンを生成できるので、散乱の左右非対称度(analyzing power)も測定可能である。まずは、上記の $\Sigma p$ 散乱実験で、断面積の他に偏極観測量を測定することを行う。

#### ダブルストレンジネス系の研究

一方、 $S=-2$ の1重項、いわゆる $H$ -チャンネルは、quark Pauli効果が働かないこととカラー磁気相互作用による強い引力によって、斥力芯がないどころか引力芯が予想されている。 $uuddss$ の6つのクォークで構成される $H$ ダイバリオンの存在確認が予言の検証となる。また、二体のバリオン間相互作用でみると、この項は $\Lambda\Lambda$ ,  $\Xi^-p(\Xi^0n)$ ,  $\Xi^-p \rightarrow \Lambda\Lambda$ のチャンネルに寄与する。これらの散乱実験は非常に難しいため、 $\Lambda\Lambda$ 核や $\Xi$ 核の分光、 $\Xi^-$ 原子のX線分光などの $S=-2$ 多体系の研究を通じて調べることになる。 $S=-2$ 多体系の研究計画については別のところで述べる。

#### その後の $YN/YY$ 散乱実験

$S=-1$ の $\Sigma N$ の散乱実験では、 $\sim 1.1\text{ GeV}/c$ の( $K^-, \pi^\pm$ )反応を用いると、 $1\text{ GeV}/c$ までの $\Sigma$ ビームを生成できる。ただし、散乱角度の大きな( $40^\circ$ より後方)の $\pi^\pm$ を捉える必要がある。また、前述したように生成の運動学を選ぶことにより偏極した $\Sigma$ ビームが生成可能である。そのような実験を行うセットアップとして、双極電磁石中にTPCを設置した大立体角スペクトロメータが考えられる。前方へ放出された $\pi$ は、トリガー段階で落とし、興味のある高エネルギーの $\Sigma$ を生成した事象を効率良く取得する。これによりより広いエネルギー領域において、断面積、偏極観測量を測定し、位相差のエネルギー依存性を求める。

$LS(-)$ 力に関連して、 $\Sigma N$ 閾値領域での $\Lambda p$ 散乱のanalyzing power(またはinduced polarization)

に関心もたれている。ただし、 $\Lambda$  を生成する場合には、原子核中の中性子を標的とするため、散乱前の  $\Lambda$  の運動量は生成反応の測定のみでは分からず、散乱後の  $p$  及び  $\Lambda \rightarrow \pi^- p$  のすべてを使って決定する必要がある。大立体角スペクトロメータを用いれば、このようなことが可能となる。

$S=-2$  の散乱実験については、 $\sim 1.8 \text{ GeV}/c$  の  $p(K^-, K^+)\Xi^-$  反応で  $\Xi^-$  を生成することにより、 $\Xi^- p$  チャンネルの測定が可能かもしれない。ただし、この場合には、 $\Xi^-$  の運動量は  $600 \text{ MeV}/c$  以上となる。 $H$  チャンネルの研究についていえば、低エネルギーの  $\Xi^- p \rightarrow \Lambda \Lambda$  が興味深い。生成標的と散乱標的との間にディグレーダーをうまく配置した大立体角スペクトロメータを使って、液体水素中で静止  $\Xi^-$  事象を測定する。

バリオン多体系を形成する核力という意味では、低エネルギーの  $YN$  散乱実験も興味深い。DAΦNE のような施設で  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  からの低エネルギーの  $K^-$  を高圧水素 TPC(要開発、R&D) 中で止め、バイアス無しにその反応を記録する最新版泡箱検出器のようなシステムで測定可能かもしれない。

### $S=-3$ の相互作用

$\Omega N$  相互作用は、十重項バリオンと八重項バリオンとの相互作用であり、これまで研究されてきた八重項バリオン同士の相互作用の枠組みに収まらない全く新しい相互作用である。 $\Omega^-$  は十重項バリオンの中で唯一の強い相互作用における安定粒子であり、原理的にその相互作用を直接測定することが可能な唯一のメンバーである。十重項バリオンと核子の相互作用の中でも  $\Delta N$  相互作用は、 $2\pi$  交換型 3 体力など従来の核力研究において重要なウェイトを占めてきた。十重項-八重項バリオン相互作用の理論的な枠組みの構築と  $\Omega N$  相互作用の直接測定が進めば、核力研究に対して新しいインプットを与えられる可能性がある。

測定方法としては、原子核乾板中に  $\Omega^-$  を静止吸収させる実験や、 $\Omega$  核スペクトロスコピー、 $\Omega N$  散乱実験、 $\Omega$  原子の X 線測定等が考えられる。中でも、 $\Omega$  原子 X 線測定は、 $\Omega$ -核ポテンシャルと同時に、 $\Omega^-$  自身の電気四重極モーメントを測定することができるという点で非常に興味深い ( $\Omega^-$  はスピンの  $3/2$  なので、電気四重極モーメントを持つ)。

また、 $S=-3$  のハイパー核には他にも  $\Xi \Lambda$  核、 $\Xi \Sigma$  核、 $\Lambda \Lambda \Lambda$  核などがあり、これらの測定によって、 $\Xi \Lambda$ ,  $\Xi \Sigma$  など  $YY$  相互作用の情報が得られると期待される。

### バリオン間の弱い相互作用

バリオン間の弱い相互作用については、 $\Lambda$  核の非中間子崩壊により調べることができる。相互作用の spin・アイソスピン構造を決定することが今後の課題である。始状態アイソスピンは  $I=1/2$  であり、 $S$  状態のみを考えると、以下の 6 つの振幅がある。

- $^1S_0 \rightarrow ^1S_0(a), ^3P_0(b)(I=1),$
- $^3S_1 \rightarrow ^1S_1(c), ^3D_1(d), ^1P_1(e)(I=0),$
- $^3S_1 \rightarrow ^3P_1(f)(I=1)$

また、中間子崩壊においては、崩壊前後でのアイソスピンの変化が  $1/2$  である反応がおりやすい ( $\Delta I=1/2$  ルール) ことが知られているが、非中間子崩壊において同様なのは自明ではない。4,5 体系  $\Lambda$  核での  $np$  比を精密に測定することにより、6 つの振幅の関係と  $\Delta I=1/2$  の成立の可否がわかる。 $^5_\Lambda \text{He}$  での  $np$  比はすでに測定されているので、 $^4_\Lambda \text{He}$  での  $np$  比の測定を行い、 $\Delta I=1/2$  を仮定した場合でのアイソスピン構造の決定を行う。

その後、 $\Delta I=1/2$  の検証のため、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  での  $np$  比を測定する。 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  を生成するためには  ${}^4\text{He}(\pi^+, K^0)$  や  ${}^4\text{He}(K^-, \pi^0)$  反応のような荷電交換反応を用いるか、 ${}^4\text{He}(e, e'K^+)$  反応のように電子ビームを用いる。中間子ビームを用いる場合は、 $\pi^0$  スペクトロメータあるいは  $K^0$  スペクトロメータが必要となる。また、電子ビームでの生成は生成断面積が小さく、それを補償するため大強度ビームすなわち高バックグラウンド環境下での測定となる。どの反応で行うのが最適なのか検討が必要である。

### 2.3.3.2 多体系におけるハドロンの振る舞いは裸のハドロンとどのように違うのか？

#### 荷電対称性の破れの効果

$NN$  の世界では、 $pp$ 、 $nn$  間相互作用の違いである荷電対称性の破れの効果は、 ${}^3\text{He}$  と  ${}^3\text{H}$  の束縛エネルギーの精密理論研究から、非常に小さいことが分かっている。しかし、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ 、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の束縛状態のエネルギーの違いは 350 keV と Coulomb 力の違いを考慮しても大きい。また、両者の  $1^+ \rightarrow 0^+$  遷移  $\gamma$  線を NaI(Tl) 検出器を測定して得られた準位間隔は  $1.04 \pm 0.04$  MeV ( ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ ) と  $1.15 \pm 0.04$  MeV ( ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ) と大きく違い [77]、 $\Lambda N$  間の荷電対称性の破れ (CSB) として、依然、未解決の問題である。

まずは、過去の実験データの見直しが考えられている。J-PARC E13 では、 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$  の  $1^+ \rightarrow 0^+$  遷移をゲルマニウム検出器 Hyperball-J で分解能、統計精度を向上した測定をする。一方、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$  についても、JLab や Mainz などでも  $(e, e'K^+)$  反応分光による準位間隔や励起エネルギーの測定が考えられている。

CSB の研究には、 $s$  殻  $\Lambda$  核に限らず、 $p$  殻のミラー  $\Lambda$  核の束縛エネルギーや準位間隔の測定、比較も重要である。

#### 状態混合と3体力

多数の核子が存在する原子核内では、 $\Lambda N$ - $\Sigma N$  結合相互作用を  $\Lambda N$  有効2体力と  $\Lambda NN$  の3体力に分けて考えることができる。このような3体力は、通常核でも ( $\Delta$  励起を通して) 存在し、中性子星の研究においても重要な役割を果たしている。 $\Lambda$  核の場合は、 $\Lambda$  と  $\Sigma$  の質量差が 80 MeV と通常原子核の場合の  $m_{\Delta} - m_N \sim 300$  MeV に比べて小さいため、この結合による3体力や  $\Lambda$  状態と  $\Sigma$  状態の混合が大きいと考えられる。

$\Lambda NN$  3体力の寄与の可能性は、これまでの  $p$  殻  $\Lambda$  核での  $\gamma$  線分光で指摘されていたが、J-PARC E13 実験では、 ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ 、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$  の  $\gamma$  線分光を行い、さらに詳細に調べる。他方、中性子過剰  $\Lambda$  核では  $\Lambda N$ - $\Sigma N$  結合による  $\Lambda NN$  3体力がコヒーレントに効くため、顕著に現れると期待される。従って、その系統的な研究が重要になってくる。中性子過剰  $\Lambda$  核は  $(e, e'K^+)$  反応や  $(\pi^-, K^+)$  反応で作られるが、J-PARC E10 実験では、 ${}^9\text{Be}(\pi^-, K^+){}^9_{\Lambda}\text{He}$  お

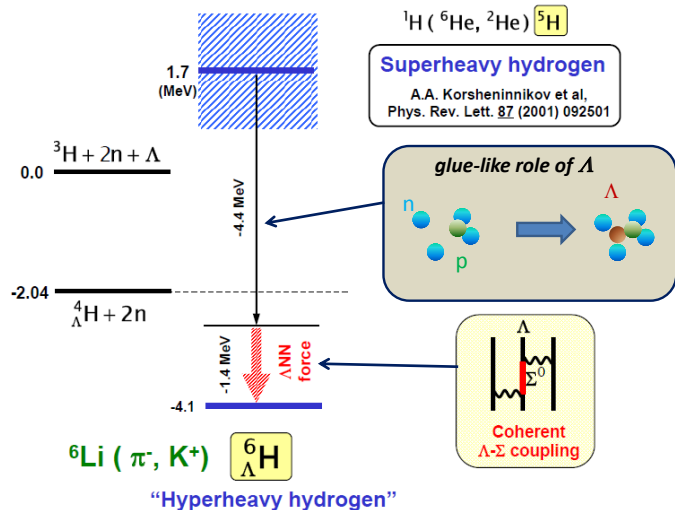


図 2.3.6:  ${}^6_{\Lambda}\text{H}$  基底状態のエネルギー。非束縛のコア核  ${}^5\text{H}$  に  $\Lambda$  を加えると  $\Lambda$  の glue-like role とコヒーレント  $\Lambda N$ - $\Sigma N$  結合で  $\sim 4$  MeV の束縛となる [76]。

よび  ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+)_{\Lambda}{}^6\text{H}$  反応を測定する。特に  ${}^6_{\Lambda}\text{H} = ({}^5\text{H} + \Lambda)$  は、1.7 MeV 非束縛のコア核に  $\Lambda$  が入ると、 $\Lambda$  の glue-like role により 2.6 MeV 程度束縛し、コヒーレント  $\Lambda NN$  3 体力の効果によってさらに 1.4 MeV の束縛エネルギーを稼ぐとの理論計算もあり [76]、興味深い (図 2.3.6)。

#### 媒質中でのハドロンの性質

束縛された  $\Lambda$  粒子の  $g$ -factor を、 $\Lambda$  が spin-flip する  $M1$  遷移強度 ( $B(M1)$ ) を測ることにより求めることが計画されている。弱結合模型によると、 $\Lambda$  核の  $\Lambda$  の spin-flip による  $J_{\text{up}} \rightarrow J_{\text{down}}$  の  $B(M1)$  は、コア核のスピンの  $J_c$  および  $g$ -factor を  $J_c, g_c$ 、 $\Lambda$  の  $g$ -factor を  $g_{\Lambda}$  とすると、(ここで  $J_{\text{up}} = J_c + 1/2$  および  $J_{\text{down}} = J_c - 1/2$  に注意して)

$$B(M1) = \frac{3}{8}\pi \frac{2J_{\text{down}} + 1}{2J_c + 1} (g_c - g_{\Lambda})^2$$

となる。 $B(M1)$  は、ドップラーシフト減衰法により寿命を測定することで測定できる。J-PARC E13 では、 ${}^7_{\Lambda}\text{Li}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  の測定を行う。他に  ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}(7/2^+ \rightarrow 5/2^+)$ 、 ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}(3/2^+ \rightarrow 1/2^+)$  などの可能性も検討されている。

一方、J-PARC E16 実験では、原子核中における  $\phi$  中間子の電子対崩壊を測定することによって、媒質中でのハドロンの性質を直接調べる。この実験は KEK-PS E325 実験で初めて得られた  $\phi$  中間子質量スペクトラムの変化を、さらなる高精度かつ高統計で確立することが目標である。軽い陽子 ( $p$ ) から重い鉛 (Pb) 等までの様々な原子核標的を用いて系統的な研究を進め、また、質量変化の運動量依存性 (分散関係) を導出する。さらには、E325 実験で得ることの出来なかった詳細な電子対崩壊と  $K$  中間子崩壊の比較を行うべく、 $K$  中間子スペクトロメーターの追加導入が現在考えられている。E16 実験は、核物質効果の理論予想に対する決定力を向上させ、電子対測定によるベクトル中間子測定の決定的実験となるであろう。その他、 $\bar{p}A \rightarrow \phi\phi X$  反応を用いて  $\phi A$  束縛状態を探索する J-PARC E29 実験や、SPRING-8 LEPS/LEPS2 実験においては  $\gamma A \rightarrow \phi X$  反応を用いて  $\phi N$  相互作用を詳細に調べることが計画されている。また、高温状態下でのハドロンの性質は、引き続き BNL-RHIC/CERN-LHC/GSI-FAIR などの重イオン衝突実験によってこれからも研究が進むことが期待されている。

#### ハイパー核の様々な生成・同定手法の確立

図 2.3.7 にこれまで研究、または近い将来に研究されるであろう  $S = \pm 1$  の (反) $\Lambda$  ハイパー核の核図表を生成・研究手法とともに示す。多体系としてのハイパー核の研究には、それに適した多様なハイパー核生成や研究手法の開拓が非常に重要となる。これらの手法や技術・ノウハウの開発・蓄積を各種実験や R&D の中で着実に進めていく必要がある。(反) $\Lambda$  ハイパー核およびその励起状態の生成・同定法として検討されている新しい手法を挙げる。

##### ● Decay Pion Spectroscopy

$\Lambda$  核の弱崩壊  $\pi^-$  の測定自体は古くから行われているが、( $e, e'K^+$ ) 反応により薄い標的を用いたハイパー核生成手法が確立したことにより、直接あるいはフラグメントとして生成され静止した  $\Lambda$  核の 2 体中間子崩壊からの単色  $\pi^-$  の測定を精度良く行い、これらの  $\Lambda$  核の基底状態のエネルギーを 100 keV 以下の精度で測定することができると期待されている。本手法の分解能は主に  $\pi^-$  検出器と標的厚で決まるが、ストレンジネス生成を保証するための  $K^+$  同定および高品質大強度の電子線を必要とする。Mainz (KaoS project) および JLab (E10-011) 実験として計画、予備実験が進んでいる。

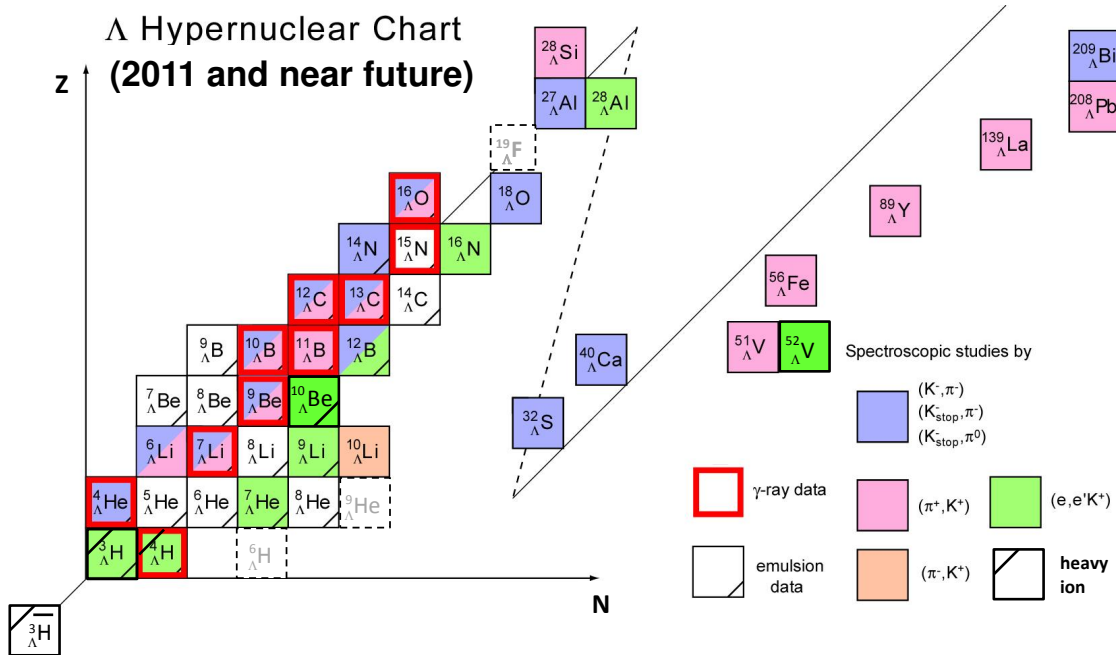


図 2.3.7: これまでに確認、研究された  $\Lambda$  ハイパー核の核図表。生成や調べられた反応も図中に示してある。 ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ ,  ${}^9_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$  については近未来に測定が予定されている。

● Auger Neutron Spectroscopy

ハイパー核の中には核子を放出することによりより安定なハイパー核へと崩壊する励起状態を持つものがある。このような核子非束縛領域にあるハイパー核のエネルギー準位は核子崩壊に対し不安定であるとはいえ、寿命は比較的長く崩壊幅は数 100 keV よりも細い。ここで放出される 1–10 MeV 程度のエネルギーを持つ中性子を 100 keV 程度のエネルギー分解能で測定することができれば、核子非束縛領域のハイパー核の分光研究が可能になる。

これを実現するためには高バックグラウンド下で動作する大立体角、高時間分解能の中性子カウンターを開発する必要があり、現在、そのような基礎研究が進んでいる。

● 重イオンビームによるハイパー核生成

HypHI 実験の発展。Invariant mass spectroscopy という手法上、陽子のドリップライン側のハイパー核、すなわち、(軽い) 陽子過剰  $\Lambda$  核の研究に有利である。相対論的ブーストを利用したハイパー核磁気モーメント測定に向けての基礎的な研究としても重要である。

●  $\gamma$ -Weak Decay Coincidence 法

$\gamma$  線分光において、 $\gamma\gamma$  同時測定手法は非常に強力である。ハイパー核  $\gamma$  線分光においては、弱崩壊で放出される  $\pi^-$ ,  $\pi^0$ ,  $p$  と  $\gamma$  線の同時計測も可能で、核種同定に有効な手段となりうる。

中性子過剰  $\Lambda$  核

ストレンジネス注入による原子核の変化として興味深い対象の一つは、中性子過剰  $\Lambda$  核である。 $\Lambda$  の glue-like role により、中性子過剰核の非束縛状態に  $\Lambda$  を加えるとその状態は束縛することができる。また、中性子ハロー構造が消失することなどが期待される。パリティ反転が起きている中性子



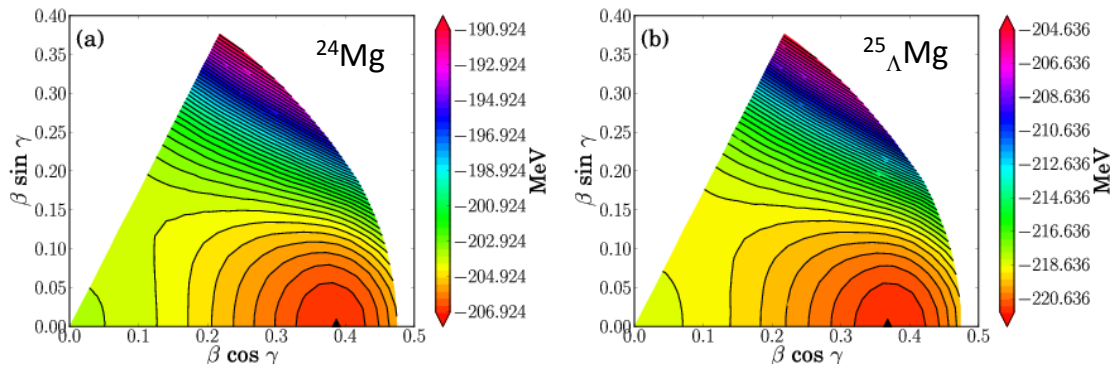


図 2.3.8: Skyrme Hartree-Fock + BCS 計算による  $^{24}\text{Mg}$  及び  $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$  の Potential Energy Surface (PES)[78]。この図において、動径は、 $\beta$  方向の変形度、偏角は  $\gamma$  方向の変形度を表す。ポテンシャル極小値を三角印で示す。 $\Lambda$  粒子が加わることにより、極小値が  $\beta$  の小さい値にシフトし、PES が  $\gamma$  方向にソフト化している。

過剰核  $^{11}\text{Be}$  に  $\Lambda$  を加えた  $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$  をはじめとする中性子過剰  $\Lambda$  核の系統的な分光を行う。生成反応には  $(e, e'K^+)$  反応や  $(\pi^-, K^+)$  反応が考えられるが、特に後者の  $(\pi^-, K^+)$  反応は生成断面積が小さいので、分散整合を用いてビーム粒子の測定を不要にし、 $10^8\text{--}10^9$  Hz のビームを扱うことを可能にする high-intensity high-resolution (HIHR) ビームラインが必要である。HIHR では、 $\sim 100$  keV (FWHM) の分解能が達成可能である。

#### 中重～重い $\Lambda$ 核高分解能分光

HIHR での  $(\pi^+, K^+)$  反応や JLab での  $(e, e'K^+)$  反応を用いての中重～重い  $\Lambda$  核の反応スペクトルを  $\sim 100$  keV (FWHM) の分解能で測定する。また、 $p_{\Lambda} \rightarrow s_{\Lambda}$  遷移  $\gamma$  線の測定などから、重い  $\Lambda$  核の spin-orbit splitting の精密測定など精密な構造研究を行う。

#### $\gamma$ 線分光による $B(M1), B(E2)$ の系統的測定

原子核の大きさが縮む現象については、既の実証されているが、このような現象は、ある種のクラスターが発達した原子核で起こりやすいと考えており、様々な  $\Lambda$  核での E2 遷移強度 ( $B(E2)$ ) の系統的な測定から結論が得られるかもしれない。様々な核種での  $B(M1), B(E2)$  の系統的測定を行う。

#### $\Lambda$ をプローブとした原子核の変形構造の研究

原子核の基底状態には変形を伴った核が多く存在する。そのような変形した核子多体系の構造は、核子の集団運動が顕在化した素励起を  $\gamma$  線分光で測定することで、調べることが可能である。特に、異粒子である  $\Lambda$  を混在させ、コア原子核の応答を調べることにより、コア原子核自体の構造について新しい知見が得られる。例えば、 $sd$  殻領域で変形が顕著な偶偶核である  $^{24}\text{Mg}$  の  $2_1^+, 4_1^+, 2_2^+$  状態に対応する  $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$  の状態のエネルギーを測定することで、 $\Lambda$  が引き起こす変形度の変化を変形パラメータ ( $\beta, \gamma$ ) の 2 つの自由度について求めることができる (図 2.3.8)。このような変化は  $^{25}\text{Mg}(=^{24}\text{Mg}+n)$ 、つまり最外殻に中性子を加える場合とは違い、 $s$  軌道に  $\Lambda$  を加えることにより、深部から変化がもたらされる。これから、 $^{24}\text{Mg}$  の基底状態での変形において、 $\gamma$  変形 (3 軸非対称変形) が果たす役割が判る。

ハイパー核の磁気モーメントの測定

具体的な測定方法に関しては検討はされているものの、今のところ確とした答えはない。しかしながら、 $\Lambda$  核の磁気モーメントの測定は非常に重要で面白い。 ${}^5_{\Lambda}\text{He}$ ,  ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ ,  ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$  などでは、コア核が磁気モーメントを持たないので、 $\Lambda N$ - $\Sigma N$  混合の影響や媒質効果を受けた(束縛された) $\Lambda$  の磁気モーメントが測定できる。

2.3.3.3 高密度核物質の性質は？

$S=-1$  のハイペロンの相互作用

$S=-1$  のハイペロンの相互作用として、中性子が多い環境下での  $\Lambda$  と  $\Sigma^-$  の相互作用あるいはポテンシャルの決定が重要となる。 $\Sigma^-n$  間相互作用は、これまでの研究で斥力であることはわかっているが、もっと定量的な大きさは、前述の  $\Sigma^+p$  散乱実験により決定できる。一方、 $\Lambda$  のポテンシャルについては、中性子過剰  $\Lambda$  ハイパー核の研究、特に、系統的なデータが集まる中で明らかになっていくと思われる。

$S=-2$  の相互作用とダブルストレンジネス系の研究

$S=-2$  の相互作用の大きさの測定は重要で、特に、 $\Lambda\Lambda$  間相互作用、 $\Xi^-$ -原子核ポテンシャル(これは、 $\Xi N(I=0,1)$  の相互作用をその原子核のスピンのアイソスピンで平均化したもの)、さらには  $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$  (これは  $\Xi^-$ -原子核ポテンシャルの虚部に相当する) の情報が不可欠である。これらは J-PARC K1.8 ビームラインにおいてダブルストレンジネス系の研究プログラムの様々な実験で測定される。既に実験提案が認められ近い将来に走るであろう3つの実験をあげる。

まず第一に、ハイブリッド・エマルジョン実験(J-PARC E07) があげられる。これまでダブルストレンジネス系の研究で大きな成果を上げてきた手法を更に発展させ、 $\Lambda\Lambda$  核(図 2.3.9) を KEK-PS E373 実験の10倍にあたる100事象発見し、また、ゲルマニウム検出器(Hyperball 検出器)で  $\Xi^-$  吸収に伴う  $\Xi^-$  原子の X 線を測定する。さらに、カウンター系による ( $K^-, K^+$ ) 反応を要求せず、全自動システムを使って、原子核乾板のスキャンを行う (general scan) ことにより 1000 事象の  $\Lambda\Lambda$  核を発見することを目指している。 $\Lambda\Lambda$  核の核種同定は困難ではあるが、これだけの事象数があれば 10 核種程度の同定は期待される。そうなれば、 $\Lambda$  粒子 2 つの束縛エネルギー ( $B_{\Lambda\Lambda}$ ) の核種依存性がわかり、より詳しい  $\Lambda\Lambda$  相互作用がわかる。

$\Xi N$  相互作用については、 $\Xi^-$  原子 X 線測定でレベルシフトを見ることにより、また、 $\Xi^-$  吸収の後にシングル  $\Lambda$  核が 2 つ生じるツイン・ハイパー核事象の解析によっても、核表面付近の  $\Xi^-$ -原子核ポテンシャルが測定でき、情報が得られる。

他には、 $\Lambda\Lambda$  核の弱崩壊モードの分岐比の測定があげられる。通常考えられる非中間子崩壊モードは、 $\Lambda\Lambda \rightarrow \Lambda N$  であるが、安定な  $H$  粒子は、 $H \rightarrow \Sigma^-p$  のような崩壊をされると言われているので、 $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma N$  のようなモー

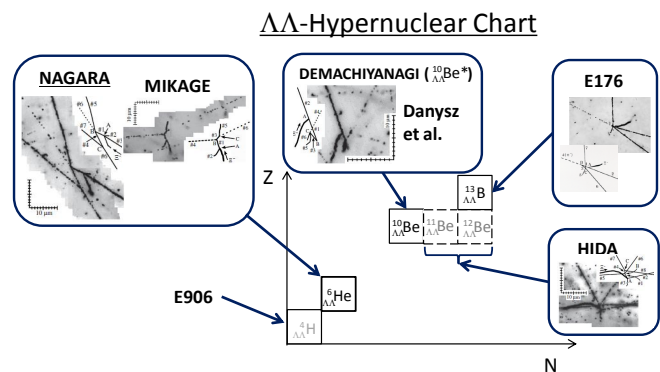


図 2.3.9:  $\Lambda\Lambda$  核の核図表。実験で曖昧さなく同定されているのは、NAGARA と名付けられた事象 ( ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ ) のみである。

ドの分岐比が大きければ、核内の  $\Lambda\Lambda$  は  $H$  粒子となっている可能性がある。

第二として、 $\Xi^-$ -Fe 原子の X 線をゲルマニウム検出器である Hyperball-J 検出器で測定する実験 (J-PARC E03) があげられる。 $\Xi^-$ -Fe 原子の  $(n, l) = (5, 4)$  の状態は  $\Xi^-$  の原子核ポテンシャルによる強い相互作用の影響で位置、幅が変化する。これを  $(6, 5) \rightarrow (5, 4)$  遷移の X 線を測定し、 $\Xi^-$  の核表面付近での原子核ポテンシャルを求めるもので、原子核内部のポテンシャルの情報が得られる  $\Xi$  核の分光と相補的な実験である。

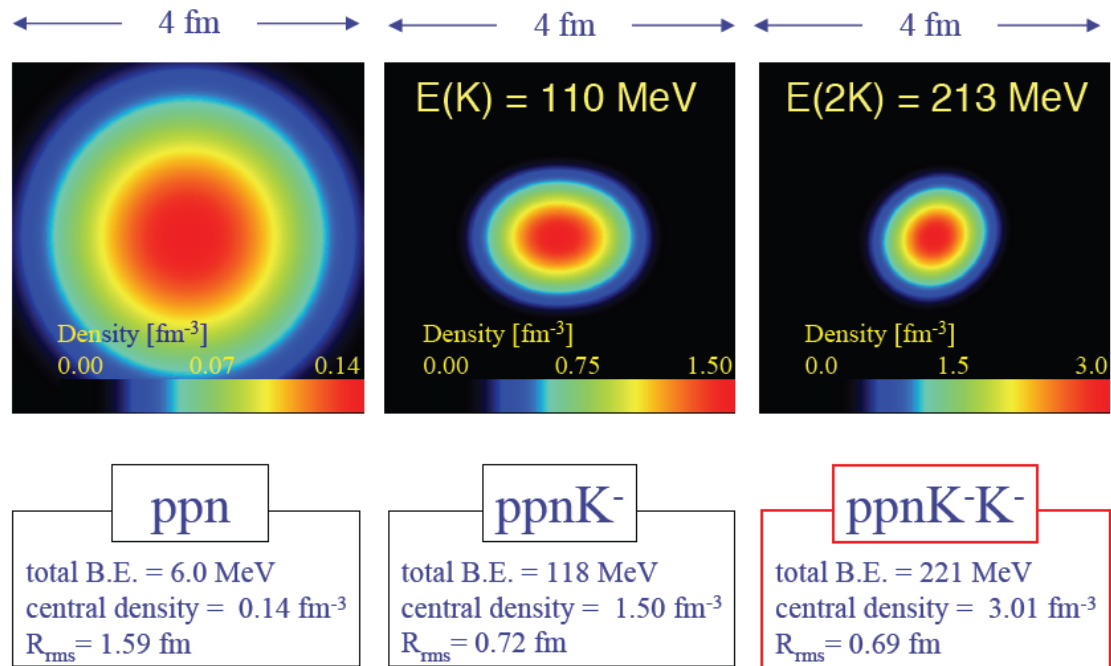
第三番目は  $(K^-, K^+)$  反応による  $\Xi$  核分光である。前述したように、測定器の分解能や統計の問題で  $\Xi$  核状態をピークとして観測したことはなく、 $\Xi$  核の存在はまだ確立していない。そこで、ビーム・散乱側双方に分解能の良いスペクトロメータを採用し J-PARC の大強度  $K^-$  ビームを用いて、 $\sim 3$  MeV (FWHM) の分解能で  $\Xi$  核を初めて観測しようとするものである。 $\Xi$  核状態のエネルギーや幅から、 $\Xi$ -原子核ポテンシャルの実部と虚部の大きさやその基となる二体相互作用、 $\Xi N$ ,  $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$  の情報が得られる。最初の実験としては、散乱粒子スペクトロメータとして、SKS 電磁石の入口に D 電磁石を追加した立体角 30 msr の *SksPlus* を用いて、 $^{12}\text{C}$  を標的とした  $^{12}_{\Xi}\text{Be}$  を測定する (J-PARC E05)。 $(K^-, K^+)$  反応分光のためのより分解能がよく立体角の大きいスペクトロメータ *S-2S* を建設する計画も認めれた (特別推進研究「マルチ・ストレンジネス多体系の精密分光」H23-27) ので、実験の時期によっては、*S-2S* を用いての実験となるかも知れない。

$\Xi$  の束縛状態が存在し、かつ、分光が成り立つ程度に状態の幅が狭いかどうかは、その後の  $\Xi$  核分光実験の方向性を決定づける。幅が広い、すなわち、 $\Xi$  ポテンシャルの虚部が大きい場合には、 $\Xi N$ - $\Lambda\Lambda$  結合を通じて  $\Lambda\Lambda$  核が生成され、 $(K^-, K^+)$  分光により測定可能であることが期待されている。ただし、 $\Lambda\Lambda$  核の基底状態 (2 つの  $\Lambda$  が  $s$  状態に入った状態) は生成できず、1 つの  $\Lambda$  は  $p$  状態にある励起状態を生成すると考えられており、 $\Lambda\Lambda$  核の励起状態を調べる有力な手法となりうる。手法の確立も兼ねて、 $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  標的で、 $^{12}_{\Xi}\text{Be}$ ,  $^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ ,  $^{16}_{\Xi}\text{C}$ ,  $^{16}_{\Lambda\Lambda}\text{C}$  を研究する。 $\Lambda\Lambda$  核の励起状態の系統的なデータがそろえば、 $s$  状態の  $\Lambda$  と  $p$  状態の  $\Lambda$  間の有効相互作用の大きさが分かるであろう。

$\Xi$  核の分光が成立することがわかれば、次のステップとして 2 つの方向が考えられる。まず 1 つは、広い質量数領域での  $\Xi$  核の分光を行い、質量数依存性を調べることである。 $\Lambda$  核分光で行ったように  $\Xi$  の (その原子核で) 平均したポテンシャルや殻構造などが明らかになる。また、 $\Xi^-$  は、負電荷をもつため、いわゆる coulomb-assisted bound states が生じる。それらがどのように現れるかも興味深い。

2 つめとしては、スピン、アイソスピンチャンネル毎の  $\Xi N$  相互作用を知りたい。そのためには、スピン、アイソスピンのチャンネルを制御して、 $\Xi$  ハイパー核分光を行うことである。スピンとアイソスピンで平均化された相互作用をみるには、 $^5_{\Xi}\text{H}=(\alpha\Xi^-)$  がよいが、 $(K^-, K^+)$  反応で直接生成できない。代わりに、 $^7_{\Xi}\text{H}=(\alpha\Xi^-nn)$  や  $^{10}_{\Xi}\text{Li}=(\alpha\alpha\Xi^-n)$  を測定するアイデアが出されている [79]。

次には、 $(K^-, K^0)$  反応による  $\Xi$  核生成及び分光である。 $(K^-, K^+)$  反応は、必ずアイソスピンを 1 変える ( $\Delta I=1$ ) に対して、 $(K^-, K^0)$  は、 $\Delta I=0$  の状態も励起できる。そのためには、 $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$  を検出する  $K0$  スペクトロメータが必要である。ここで検討すべき点が 2 点ある。まずは、分光実験に十分な分解能をどのようにして達成するかという点である。次には、 $K_s$  を検出するだけでは、目的としている  $(K^-, K^0)$  反応かそれとも単なる荷電交換反応 ( $K^-, \bar{K}^0$ ) が区別がつかないことである。そのためには次に示す LAHDS との組み合わせで (あるいは、 $K0$  スペクトロメータと一体化した LAHDS で)、生成したハイパー核からの崩壊粒子も検出し、ストレンジネスの生成を同定する手法が必要である。


 図 2.3.10: AMD 計算による  $\bar{K}$  原子核の密度分布 [82]。

これまでのダブルストレンジネス系の研究では、得られるビーム強度と検出器系、データ収集系等の許容される計数率で、その統計が決まってきた。研究を飛躍的に発展させるには、これらの制約から脱却する必要がある。これまでの原子核乾板やシンチレーティング・ファイバー検出器に代わる検出器として、トリガーによる動作が可能なタイムプロジェクションチェンバー (TPC) を中心とした大立体角のハイペロン崩壊検出器 (Large-Acceptance Hyperon Decay Spectrometer, LAHDS) を開発する。これまでの  $(K^-, K^+)$  反応同定用のスペクトロメータ系と組み合わせる (散乱  $K^+$  スペクトロメータは LAHDS と一体化する可能性もあり得る) ことにより、 $\Lambda\Lambda$  相関を調べ、共鳴状態の  $H$  ダイバリオンの探索とその研究を行う。また、この検出器を用いた系統的な実験で  $\Lambda\Lambda$  相互作用の原子核依存性などを調べると原子核中と真空中での  $\Lambda\Lambda$  相互作用の違いがわかるかもしれない。さらに、この検出器では、連続して起こる中間子弱崩壊事象を検出することにより、 $\Lambda\Lambda$  核事象を発見できる可能性もある。

### $\bar{K}$ 原子核の研究

高密度核物質が実現される可能性として、 $\bar{K}$  が注目されているが、未だに  $\bar{K}$  原子核の存在は確定していない。まずは、 $\bar{K}$  原子核で一番単純な  $K^-pp$  の束縛状態の存在を確認することが非常に重要である。そのような実験がいくつも計画されている。

- $K^-(\text{in-flight}) + {}^3\text{He} \rightarrow K^-pp + n, K^-pp \rightarrow p + \Lambda \rightarrow p + p + \pi^-$  (J-PARC E15)
- $\pi^+ + d \rightarrow K^-pp + K^+, K^-pp \rightarrow p + \Lambda \rightarrow p + p + \pi^-$  (J-PARC E27)
- $p + p \rightarrow \Lambda + p + K^+$  (GSI FOPI)
- $K^-(\text{stopped}) + {}^3/4\text{He} \rightarrow \Lambda + p + n \text{ etc.}$  (AMADEUS, J-PARC LoI)

- $\gamma + d \rightarrow K^- pp + K^*(K + \pi)$  (LEPS, LEPS-2)

これらの実験の特徴は、生成反応と崩壊反応の両方を検出する実験であり、殊に終状態粒子の全てを検出する完全実験 (E15, FOPI, AMADEUS) が望ましい。E27 実験では、終状態粒子のうち2つの陽子を検出し、バックグラウンドを落とす。また、その変種として  $(K^-, \pi^-)$  反応を用いて  $K^- pp$  系を生成することも考えられる。それぞれの反応での運動量移行の大きさは違っている。単純には運動量移行が小さい方が有利と思われるが、高密度状態が生成している場合は、運動量移行が大きいほど断面積が大きいとの議論もあり、これらの反応の比較により密度 (大きさ) に関して何らかの議論ができるかもしれない。

$K^- pp$  の束縛状態の存在が確認された後には、(1) この系を更に詳しく調べる。(2) 重い  $\bar{K}$  核を探索する。(3) 二重  $\bar{K}$  核を探索する。ことが考えられる。

(1) まずは、 $K^- pp$  系の中間子崩壊分岐比と非中間子崩壊の分岐比を測定する。中間子崩壊 ( $\pi \Sigma N_s$ ,  $\pi \Lambda N_s$ ) の測定で、スペクテータ  $N_s$  の運動量分布から、系の大きさが推測できる。また、崩壊後の  $\Lambda$  と  $p$  の偏極の同時測定ができれば、スピンやパリティが決定できる可能性がある。

(2)  $K^- pp$  がきれいに見えた反応を用いて、標的を変えて重い  $\bar{K}$  核を探索する。ただし、きれいな二体崩壊モードは期待できない。また、 $K^- ppn(K^- ppp) \rightarrow \Lambda + p + n(p)$  の Dalitz plot から  $\bar{K}$  核の大きさが見積もられる可能性も議論されている [81]

(3) 図 2.3.10 に示すように、AMD 計算によると、1つの  $\bar{K}$  の注入で上がる密度が2つ  $\bar{K}$  の注入でさらに上昇する [82]。また、一番単純な系  $K^- K^- pp$  は  $\Lambda^* \Lambda^*$  でもあり、 $H$  ダイバリオンの励起状態とも捉えることができる。 $\bar{K} \bar{K}$  相互作用など、 $K$  凝縮との関連もあり、興味深い対象である。一番単純な系が  $H$  ダイバリオンの励起状態とみなせることから分かるように二重  $\bar{K}$  核は $\Xi$ 核よりはるかに励起した状態であり、その生成には $\Xi$ 核の生成に用いた  $(K^-, K^+)$ ,  $(K^-, K^0)$  反応が使える。ただし、崩壊粒子の検出は必須である。他には、反陽子ビームを用いた反応 ( $\bar{p} + {}^{3/4}\text{He}$ ) や  $p$ - $p$ ,  $p$ - $A$  衝突による生成が提案、検討されている。

#### トリプルストレンジネス多体系の研究

さらにストレンジネスを加えた  $S=-3$  のバリオン多体系は色々な意味で興味深い。一例をあげると  $\Lambda \Lambda \Lambda$  核である。基底状態の核では、3番目の  $\Lambda$  はパウリ効果を受けて、 $s$  状態には入れず、 $p$  状態に入るのだろうか?  $\Lambda$  の一体場ポテンシャルは他の  $\Lambda$  との  $\Lambda \Lambda$  相互作用やパウリ効果の影響を受けているのだろうか? などの疑問が浮かぶ。 $\Lambda \Lambda$  間の  $LS$  力も測定できるかも知れない。 $S=-3$  ハイパー核は  $\Lambda$  が3つも入ったことにより、陽子、中性子と本当の意味で対等になった  $SU(3)_f$  原子核である。

$S=-3$  原子核を生成、観測する方法として  $\Xi^-$  を介して  $S=-2$  原子核を生成したように  $\Omega^-$  を原子核乾板に静止させ、原子核乾板中で4つの崩壊パーティックスを持つ事象を探す方法が考えられる。 $\Omega^-$  の生成反応には、 $K^-$  ビームを用いる場合と  $\bar{p}$  ビームを用いる場合があり、ビーム運動量とその断面積は、以下の通りである。

- $K^- p \rightarrow \Omega^- X$ : 5-10 GeV/c, 1-4  $\mu\text{b}$  [80]
- $\bar{p} p \rightarrow \bar{\Omega}^+ \Omega^-$ : 5-7 GeV/c, 0.1  $\mu\text{b}$  以下

どちらの反応を用いるにせよ、10 GeV/c の mass-separated ビームラインが必要であり、 $K^-$  ビームの場合はビームラインの長さを可能な限り短くしたいので、静電セパレータによる質量分離ではなく、RF セパレータが必要になるであろう。また、生成される  $\Omega^-$  ビームの運動量は、 $\Xi^-$  の時より高いので、原子核乾板へ静止させる収量をあげる方法の検討が必要である。



他のアイデアは、高エネルギー重イオン衝突で coalescence で生じる多重ストレンジネスハイパー核を探す方法である。coalescence factor は 0.01 程度とされている。さらには、反重陽子をビームとして使うアイデアもある。対消滅により、 $\sim 4$  GeV ものエネルギーが解放されるので、ストレンジネスの生成が集中し、多重ストレンジネスの生成に有利かもしれない。

### 2.3.4 他のワーキンググループとの連携

図 2.3.11 にハイパー核・ストレンジネス核物理ワーキンググループを中心とした他ワーキンググループとの連携を示す。

ハドロン物理ワーキンググループとは、研究目的、対象が非常に近く、研究手法や実験装置、施設も共通している。原子核中でのハドロンの性質や  $\bar{K}$  原子核などは、ハドロン物理でも関心のある研究テーマであろう。ストレンジネス物理では、特に「ストレンジネスをツールとして」との観点でこの報告書をまとめたので、不純物としてのストレンジネスの延長であるチャーム自由度によるハドロン、原子核の研究などは本報告書では触れなかった。ハドロン物理ワーキンググループでの議論に期待するとともに、今後、合同で議論を深めていく必要がある。

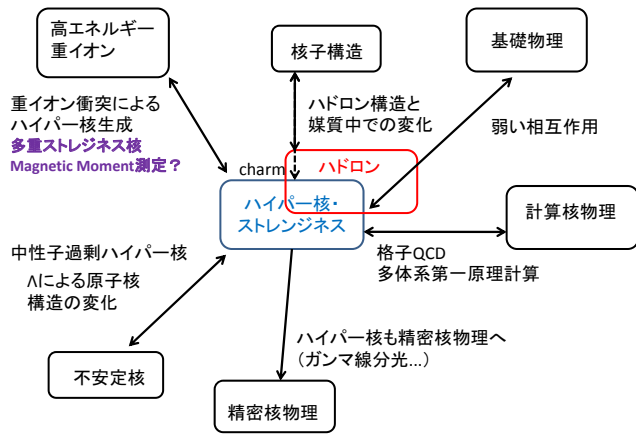


図 2.3.11: 他のワーキンググループとの関係図。

核子構造ワーキンググループとは、ハドロンの構造やその構造が原子核などの多体系でどのように変化するかとの点で共通の関心があるだろう。

不安定核物理ワーキンググループとは、今後連携を深めていく必要が大いにある。中性子過剰  $\Lambda$  核の研究がその接点となる。中性子過剰核で見られるような中性子のハロー構造などが  $\Lambda$  の注入によりどうなるかは、ストレンジネス物理として興味深いテーマである。一方、中性子過剰核では、粒子束縛にはならず  $\gamma$  線分光などが行えない状態が、 $\Lambda$  の glue-like role により粒子束縛になり、核構造を調べることが可能になるなど、ハイパー核物理の手法が不安定核研究の手段として応用できる可能性がある。

重イオン反応は、中性子過剰あるいは陽子過剰ハイパー核や多重ストレンジネスハイパー核の生成反応として重要である。更に、とくに高エネルギー重イオン反応では、相対論的な速度をもったハイパー核を生成でき、ハイパー核の磁気モーメント測定などが可能になるかも知れないとの期待もある。また、ハドロン相領域の状態方程式には、ストレンジネスを持つバリオン間相互作用が大きく関与しており、有限密度・高温領域への展開には、ストレンジネスの理解が欠かせず、連携して問題にあたっていく必要がある。

計算核物理の進展は、いうまでもなく、ストレンジネス核物理の研究にとっても重要である。特に、格子 QCD によるバリオン間相互作用の導出は重要で、特徴的なチャンネルでの実験との比較でその正しさが証明された後には、ある種の実験データとして、多体系計算の基礎となる情報を与えて

くれる。また、第一原理による多体系の計算は、実験データの解析や解釈に関して大きな助けとなるだろう。

### 2.3.5 タイムライン

図 2.3.12 に研究テーマ及び施設のアップグレードのタイムラインを示す。相互作用の研究としての散乱実験は、10年をめどに  $\Sigma N$  散乱実験を完了し、 $S=-2, -3$  の系の散乱実験を展開していく。 $S=-1$  の多体系の研究については、すでに精密な構造研究の段階に入っており、今後10年で更に進展させ、そのなかのいくつかのテーマは、独立した研究テーマとして発展していくことを期待している。 $S=-2$  の研究は現状では相互作用中心であるが、10年後には対象核種の増大や測定の精密化によって、相互作用研究のみならず多体系物理としての研究興味も生まれ、その観点での研究が展開されることを期待する。 $S=-3$  の研究では、ハドロンホール拡張後から、実験装置・手法の研究・確立をすすめ、20年後に展開ができることを期待している。

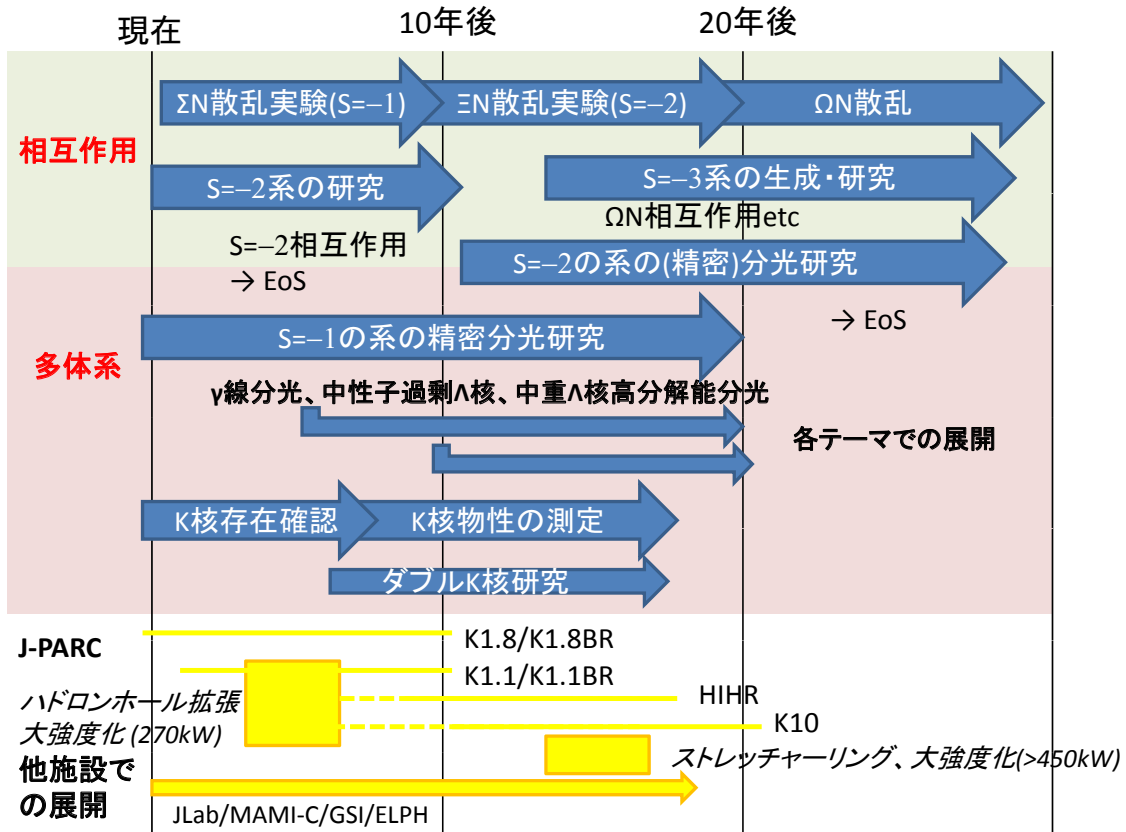


図 2.3.12: 研究計画のタイムライン。

## 2.3.6 研究に必要な装置およびリソース

### 2.3.6.1 J-PARC

#### J-PARC の現状と課題

図 2.3.13 に現在の J-PARC ハドロン実験ホールを示す。現在の MR のビームエネルギーは 30 GeV で、1 つの生成標的から、4 本の二次ビームラインが伸びている。

K1.8 ビームラインは、2 台の静電セパレータを持ち、最大 2 GeV/c の質量分離された二次ビームを輸送できる。最下流部には高分解能ビームスペクトロメータが設置され、また、散乱粒子の測定のため、大立体角かつ高分解能の SKS スペクトロメータが設置されており、ハイパー核、特に、ダブルストレンジネス系の研究に最適である。

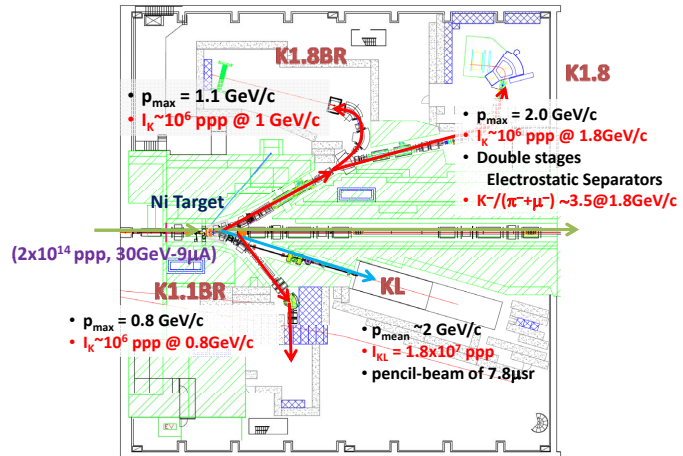


図 2.3.13: 2011 年現在の J-PARC ハドロン実験ホール。

K1.8BR ビームラインは K1.8 ビームラインの途中から分岐し、最大 1.1 GeV/c の二次粒子を輸送できるビームラインで、 $\bar{K}$  原子、 $\bar{K}$  原子核束縛系研究のためのソレノイドスペクトロメータが設置されている。K1.1BR ビームラインは、K1.8 と反対方向に伸びるビームラインで、1 台の静電セパレータを持つ質量分離された 1 GeV/c の二次ビームラインである。KL ビームラインは、中性 K 中間子ビームラインで中性 K 中間子の稀崩壊を測定する実験が行われる。

現状の問題として、(1)MR 加速器からのビーム強度が 5 kW と非常に弱いこと。(2) 電源のリップルに起因して取り出しビームの時間構造が非常に悪いこと (spill 内 duty factor で 15% 程度)。(3) ビームラインの数が少ないこと、があげられる。

#### MR の性能向上

- ビームパワーの増強

所期性能である 270 kW (30 GeV-9  $\mu\text{A}$ ) の早期の実現。さらに、線形加速器 (LINAC) のエネルギー回復 (181 MeV  $\rightarrow$  400 MeV、2013 年度に予定) によって 15  $\mu\text{A}$  が原理的には実現可能となり、30 GeV-15  $\mu\text{A}$  (450 kW) が視野に入ってくる。しかし、現状においてはビーム取り出し機器部でのビームロス並びにそれによって誘起される残留放射線レベルの問題などがビーム強度を制限しており、今後とも着実な技術開発の継続により目標とするビームパワーの早期実現が必要である。合わせて加速器関係者との率直な意見交換が原子核研究の推進のために不可欠である。

- MR 高繰り返し化によるビームパワー増強

ビームパワー増強の手段の一つとしては、ビームの高繰り返し化があげられる。そのために、立ち上がり・立ち下がり速い電源を開発し、現在の電源と入れ替える。遅い取り出しビームに対しては、ビーム加速時間などを短くできることからの cycle duty の向上が期待される。さ

らに重要なことは、入れ替える電源を低リップルなものにすることにより、現在、問題となっている電源リップルから来る取り出しビーム構造 (spill 内 duty factor) の大幅な改善が期待される。しかしながら、高繰り返し電源と低リップル電源は自動的に両立するものではないことを強く認識し、ユーザーとして注視し続けていく必要がある。

- ビームの質の向上

Spill 内 duty factor 100%の連続ビームの実現。まずは、既存電源の改善、リップル制御等による spill 内 duty factor の改善が求められる。次のステップとしては、問題となっている電源の交換が検討されるべきである。

Cycle duty の向上、ニュートリノビーム (速い取り出し) 運転との同時運転によるビーム利用時間の増大が期待できるストレッチャーリングが検討されている。既存施設との整合性を考えると、既存の MR トンネル内に 2 階建ての形で設置する方法が望ましい。

### 新しいビームラインとハドロンホールの拡張

J-PARC に今後建設されることが望ましいビームラインとしては、以下があげられる。

- K1.1 ビームライン

$\Lambda$  核の  $\gamma$  線分光や、 $YN$  散乱実験を行うのに最適な  $\sim 1.1$  GeV/ $c$  の  $K^-$  のビームライン。

- 高運動量ビームライン

30(50) GeV 一次陽子ビームや  $\sim 10$  GeV/ $c$  の二次粒子ビームを  $10^{12}$  ppp 程度輸送できる高運動量ビームラインは J-PARC の建設当初から要求されていた。現在、このビームラインの建設のための努力 (概算要求) が続けられている (約 20 億円)。

- High-Intensity High-Resolution (HIHR) ビームライン

質量分離された 2 GeV/ $c$  まで荷電粒子を輸送できるビームライン。ビームおよび散乱スペクトロメータの分散整合をとることにより、ビーム粒子の測定が不要なため、 $10^8$ – $10^9$  Hz の強度のビームが扱える。また、 $\sim 100$  keV という高分解能での分光実験が可能であり、 $(\pi^-, K^+)$  反応による中性子過剰  $\Lambda$  核分光や  $(\pi^+, K^+)$  反応による中重～重い  $\Lambda$  核分光やその同時計数実験などを行う。スピンの決定などを行うには、角度分布測定が必要である。そのため、散乱スペクトロメータは、 $20^\circ$  程度まで回転できるのが望ましい。

- 高運動量 Mass-separated(K10) ビームライン

5–10 GeV/ $c$  の  $K^-$  や  $\bar{p}$  ビームを使って、 $S=-3$  多体系の研究やチャーム多体系の研究を行う。

- 反重水素ビーム

$\bar{d}$  の生成率は、 $\bar{p}$  の  $10^{-5}$  であり、実現には解決すべき課題が多い。しかし、対消滅で非常に高いエネルギー ( $\sim 4$  GeV) を発生するため、多重ストレンジネスなど、エキゾチック状態の生成反応として期待される。

これらのビームラインの大半は到底現在のハドロンホールに収まらないため、ハドロンホール拡張計画も検討されている。この計画は、J-PARC の第二期計画として考えられていたものであるが、現在では当初計画より多少規模の大きなものが考えられている。現在、拡張計画の技術的な検討を

行っているチーム (ハドロンホールユーザー会、Hadron Hall Users Association, HUA に了承された J-PARC (KEK, JAEA)、理研、大阪大学のメンバーによるチーム) で構想している案は、以下の通りである。

- ホールを下流に 105 m 延長し、第 2, 第 3 の生成標的を作る。
- 第 2 標的からは、低エネルギー K 中間子ビームライン (K1.1/K0.8 ビームライン)、高運動量 mass-separated (K10) ビームラインを建設する。
- 第 3 標的からは、HIHR ビームラインと中性 K 中間子 (KL) ビームラインを建設する。
- 各ビームラインでは、分岐構造等を作り、建設や実験の進行状況に合わせて様々な実験プログラムが実施できるようにする。

以上の拡張計画では、ホールや附帯建屋、電力・冷却水設備、主要なビームラインの建設にかかる費用は 110–130 億円と見積もられている。

### 2.3.6.2 海外施設

今後 10–20 年間は  $K$ ,  $\pi$  ビームを用いたストレンジネス研究は J-PARC を中心に発展することになるので、海外施設では相補的に電子、光子ビーム、重イオン (HI) ビームを用いたストレンジネス研究を展開していく必要がある。

JLab では  $(e, e'K^+)$  実験に必要な HKS, HES スペクトロメータが存在しているが、電磁生成したハイパー核の崩壊  $\pi$  中間子分光に必要な高分解能  $\pi$  スペクトロメータを別途用意する必要がある。また、マインツ大 MAMI-C においては Kaos スペクトロメータを用いた  $(e, e'K^+)$  実験がスタートしようとしているが K arm の検出器は高レートに耐えず、新たな高レート下で動作する GeV 領域の K 中間子検出器を新規に開発する必要がある。一方、マインツにおいては高分解能の  $\pi$  スペクトロメータは実績のある Spek-A, C スペクトロメータが存在しており、ハイパー核崩壊  $\pi$  中間子分光を始める上では有利な部分もある。

さらに、GSI における HI ビームを用いたハイパー核研究 HypHI プロジェクトでは現在 phase 0 実験 (proof of principle) のデータ収集が終了したところであるが、今後 phase 1,2 と研究を展開し、将来の FAIR における研究に繋げるためには、ハイパー核崩壊から生じる数 GeV 領域の粒子を高計数率下において高効率で測定する検出器群を開発する必要がある。

### 2.3.6.3 今後建設が必要な検出器

既に研究計画のところで述べた複数の実験で利用できる検出器をリストアップする。個々の検出器の詳細については、研究計画を参照のこと。

- Large-Acceptance Hyperon Decay Spectrometer (LAHDS)
- K0 スペクトロメータ
- $\pi^0$  スペクトロメータ

- $4\pi$  Ge 検出器

- 高速、省電力 回路系、ASIC

どのような実験の遂行や検出器の建設を考えても、回路系などの更新や新技術の導入は不可欠である。今後は、高速化、省電力化、小型化などが必須であり、共通で使用できる ASIC などの技術や回路など開発を、原子核分野にとどまらず、関連研究分野と協力して進めていく必要がある。

#### 2.3.6.4 リソース

ハドロン物理分野も含めた J-PARC ハドロン実験施設での研究者、サポートスタッフの概数として、以下にあげる (学生は含まず)。

KEK	22 名
JAEA	4 名
理研	20 名
大学 (国内)	40 名
国外	30 名

また、大学院博士課程以上を含めた各実験施設毎のユーザー数の概算をあげる。

J-PARC(国内外含む)	200 名
JLab(日本人のみ)	10 名
Mainz(日本人のみ)	10 名
GSI(HypHI)(日本人のみ)	10 名
東北大学 ELPH	20 名

J-PARC 運転経費は、KEK/JAEA 分を合わせて、2011 年度の概算要求額として 150 億円。ほぼフルの運転 (年間 9? サイクル運転) での経費は約 180 億円と見積もられている。

検出器などの実験装置の建設は、科研費をはじめとする競争的資金など、ユーザーの自助努力に頼っており、この傾向は今後更に強まると思われる。分野をあげて、大型科研費などの獲得をして、大型検出器の製作を行い、研究をすすめていく必要がある。

#### 2.3.7 まとめと展望

まとめと展望として、ストレンジネス核物理研究の今後の発展を図 2.3.14 に示す。

#### 参考文献

- [1] T. Inoue *et al.*, Prog. Theor. Phys. 124, 591 (2010).
- [2] F. Weber, Prog. Part. Nucl. Phys. 54, 193 (2005).
- [3] J. Schaffner-Bielich, Nucl. Phys. A 804, 309 (2008).
- [4] P.B. Demorest *et al.* Nature 467, 1081-1083 (2010).



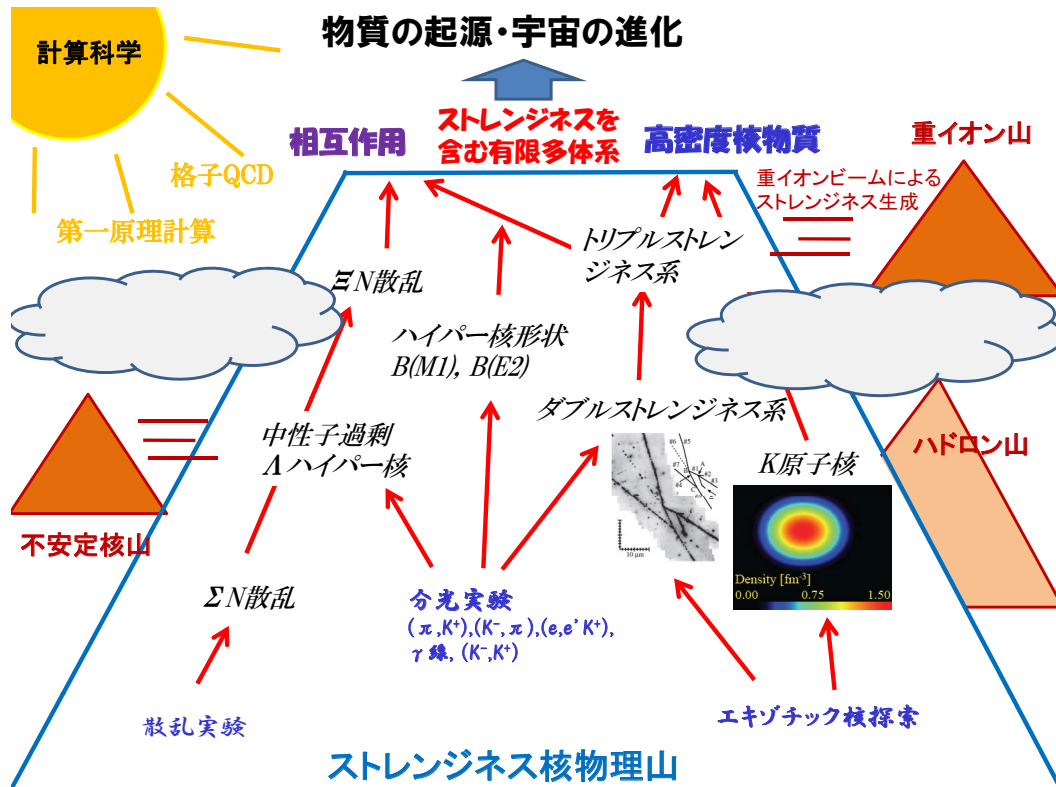


図 2.3.14: ストレンジネス核物理の今後の発展を示す図。

[5] J.K. Ahn *et al.*, Nucl. Phys. A 648, 263 (1999); Y. Kondo *et al.*, Nucl. Phys. A 676, 371 (2000); J.K. Ahn *et al.*, Nucl. Phys. A 761, 41 (2005).

[6] T. Kadowaki *et al.*, Eur. Phys. J. A 15, 295 (2002).

[7] M.A. Faessler *et al.*, Phys. Lett. B 46, 468 (1973).

[8] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. B 79, 157 (1978).

[9] C. Milner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 54, 1237 (1985); P.H. Pile *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2585 (1991).

[10] T. Fukuda *et al.*, Nucl. Inst. Meth. A 361, 485 (1995).

[11] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. C 53, 1210 (1996).

[12] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 224 (1995).

[13] H. Noumi *et al.*, Nucl. Phys. A 691, 123c (2001).

[14] H. Hotchi *et al.*, Phys. Rev. C 64, 044302 (2001).

[15] T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 1605 (1998).

[16] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C 70, 044613 (2004).

[17] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 052502 (2005).

[18] T. Miyoshi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 90, 232502 (2003).

[19] O. Hashimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 121 (2010).

[20] F. Cusanno *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 129 (2010).

[21] F. Garibaldi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 299, 012013 (2011).

[22] H. Tamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 5963 (2000).

[23] K. Tanida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 1982 (2001).

[24] M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. C 73, 012501(R) (2006).

- [25] K. Tanida *et al.*, Nucl. Phys. A 721, 999c (2003); K. Miwa *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 80c (2005).
- [26] H. Akikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 88, 082501 (2002); H. Tamura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 58c (2005).
- [27] Y. Miura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 75c (2005).
- [28] Y. Ma *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 243 (2007).
- [29] M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. Lett. 93, 232501 (2004); M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. C 77, 054315 (2008); M. Ukai *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 247 (2007).
- [30] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 754, 48c (2005).
- [31] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 4255 (2001); H. Kohri *et al.*, Phys. Rev. C 65, 034607 (2002).
- [32] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 835, 18 (2010).
- [33] J. Sasao *et al.*, Phys. Lett. B 579, 258 (2004).
- [34] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. D 49, 4570 (1994).
- [35] S. Capstick and W. Roberts, Phys. Rev. D 58, 074011 (1998).
- [36] T.-S. H. Lee, Z. Y. Ma, B. Saghai, and H. Toki, Phys. Rev. C 58, 1551 (1998).
- [37] T. Watanabe *et al.*, Phys. Lett. B 651, 269 (2007).
- [38] K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 78, 014001 (2008); K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 83, 039904 (2011).
- [39] K. Futatsugawa *et al.*, EPJ Web of Conferences 20, 02005 (2012).
- [40] B.H. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 062301 (2006).
- [41] M.J. Kim *et al.*, Phys. Lett. B 641, 28 (2006).
- [42] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 4052 (2000).
- [43] T. Maruta *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 255 (2007).
- [44] S. Okada *et al.*, Phys. Lett. B 597, 249 (2004).
- [45] M. Danysz *et al.*, Nucl. Phys. 49, 121 (1963).
- [46] D.J. Prowse, Phys. Rev. Lett. 17, 782 (1966).
- [47] S. Aoki *et al.*, Prog. Theor. Phys. 85, 1287 (1991).
- [48] H. Takahashi *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 212502 (2001).
- [49] J.K. Ahn *et al.*, Phys. Rev. Lett. 87, 132504 (2001).
- [50] C.J. Yoon *et al.*, Phys. Rev. C 75, 022201(R) (2007).
- [51] T. Inoue *et al.*, Phys. Rev. Lett. 106, 162002 (2011).
- [52] S. R. Beane *et al.*, Phys. Rev. Lett. 106, 162001 (2011).
- [53] T. Fukuda *et al.*, Phys. Rev. C 58, 1306 (1998).
- [54] P. Khaustov *et al.*, Phys. Rev. C 61, 054603 (2000).
- [55] K.J. Nield *et al.*, Phys. Rev. C 13, 1263 (1976).
- [56] S. Avramenko, *et al.*, Nucl. Phys. A 547, 95c (1992).
- [57] T.A. Armstrong *et al.*, Phys. Rev. C 70, 024902 (2004).
- [58] STAR collaboration, Science 328, 58 (2009).
- [59] T.R. Saito *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 110 (2010).
- [60] A.D. Martin, Nucl. Phys. B 179, 33 (1981).
- [61] T.M. Ito *et al.*, Phys. Rev. C 58, 2366 (1998).
- [62] C.J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rept. 287, 385 (1997).
- [63] M. Bazzi *et al.*, Phys. Lett. B 704, 113 (2011).
- [64] N. Isgar and G. Karl, Phys. Rev. D 18, 4187 (1978).
- [65] T. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. 83, 4701 (1999).

- [66] T. Kishimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 383 (2005).
- [67] T. Kishimoto *et al.*, Prog. of Theor. Phys. 118, 181 (2007).
- [68] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65, 044005 (2002).
- [69] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. B 535, 70 (2002).
- [70] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. B 597, 263 (2004).
- [71] M. Sato *et al.*, Phys. Lett. B 659, 107 (2008).
- [72] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 212303 (2005).
- [73] T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 132502 (2010).
- [74] A. Gal, Prog. Theor. Phys. Suppl. 186, 270 (2010).
- [75] R. Muto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 042501 (2007).
- [76] K.S. Myint and Y. Akaishi, Prog. Theor. Phys. Suppl. 146, 599 (2002).
- [77] M. Bedjidian *et al.*, Phys. Lett. B 83, 252 (1979).
- [78] Myaing Thi Win, K. Hagino and T. Koike, Phys. Rev. C 83, 014301 (2011).
- [79] E. Hiyama *et al.*, Phys. Rev. C 78, 054316 (2008).
- [80] D. Aston *et al.* Phys. Rev. D 32, 2270 (1985).
- [81] P. Kienle *et al.* Phys. Lett. B 632, 187 (2006).
- [82] A. Dote *et al.* Phys. Lett. B 587, 167 (2004).