

4 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¹

実験

高橋 俊行	TAKAHASHI Toshiyuki	KEK 素核研 (代表)
中村 哲	NAKAMURA Satoshi N.	東北大学 (副代表)
味村 周平	AJIMURA Shuhei	大阪大学 RCNP
佐久間 史典	SAKUMA Fuminori	理研
鈴木 隆敏	SUZUKI Takatoshi	東京大学
三輪 浩司	MIWA Koji	東北大学
藤岡 宏之	FUJIOKA Hiroyuki	東京工業大学
高橋 仁	TAKAHASHI Hitoshi	KEK 素核研
谷田 聖	TANIDA Kiyoshi	JAEA 先端研
岡田 信二	OKADA Shinji	中部大学
佐藤 将春	SATO Masaharu	KEK 加速器
橋本 直	HASHIMOTO Tadashi	JAEA 先端研/理研
鵜養 美冬	UKAI Mifuyu	KEK 素核研
白鳥 昂太郎	SHIROTORI Koutaro	大阪大学 RCNP
時安 敦史	TOKIYASU Atsushi	東北大学 ELPH
金田 雅司	KANETA Masashi	東北大学
神田 浩樹	KANDA Hiroki	大阪大学 RCNP
市川 裕大	ICHIKAWA Yudai	JAEA 先端研
本多 良太郎	HONDA Ryotaro	東北大学
後神 利志	GOGAMI Toshiyuki	京都大学
永尾 翔	NAGAO Sho	東北大学
山本 剛史	YAMAMOTO Takeshi	JAEA 先端研
斎藤 武彦	SAITO Takehiko	理研

理論

肥山 詠美子	HIYAMA Emiko	九州大学/理研
土手 昭伸	DOTÉ Akinobu	KEK 素核研
井坂 政裕	ISAKA Masahiro	法政大学
富樫 甫	TOGASHI Hajime	九州大学

世話人

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

協力

佐甲 博之	SAKO Hiroyuki	JAEA 先端研
-------	---------------	----------

¹e-mail address: np_strange.wg@scphys.kyoto-u.ac.jp

4.1 序 —ストレンジネス核物理とは—

4.1.1 概要

u , d クォークを構成要素とする陽子・中性子（合わせて核子 (N) と呼ぶ）からできた原子核によって我々の物質世界が形作られており、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。その中でハイパー核・ストレンジネス核物理という研究分野では、 u , d クォークに新たに s クォーク（ストレンジネス）を加え、ハイパー核をはじめとする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。

ハイパー核は、1952 年にポーランドの Marian Danysz と Jerzy Pniewski により発見された [1]。これは、一番軽いハイペロンである Λ 粒子の発見 (1947 年) から 5 年後のことである。彼らは、大気上空 8500 フィートで宇宙線を照射した原子核乾板（エマルジョン、写真フィルム）中に最初のスター（反応点）から生じたフラグメントが $90\ \mu\text{m}$ 飛行し、第 2 のスターで崩壊する事象を発見した。解放エネルギーは $140\text{--}180\ \text{MeV}$ 、また、フラグメントの寿命は、 $1\text{--}10$ ピコ秒と見積もられた。この事象は、(1) π^- を束縛したフラグメント（パイオン原子）が飛行し止まった後に π^- を吸収して崩壊した、または、(2) Λ 粒子を含むフラグメントが崩壊したと考えられ、彼らは (1) の可能性は小さいとして、(2) を主張した。この仮説は、その後に行われたエマルジョンに宇宙線や加速器からの陽子、 π^- , K^- ビームを照射した多くの実験結果から確認された。

Λ 粒子は、質量が $1115.683\ \text{MeV}/c^2$ であり、核子と比べて $175\ \text{MeV}/c^2$ ほど重く、弱い相互作用により崩壊し、その寿命は 263.2 ピコ秒である。 Λ が束縛したハイパー核 (Λ 核) も同じような寿命を持つ。我々の感覚からすると非常に短い時間と思えるが、その大きさが数フェムトメートル ($10^{-15}\ \text{m}$) というミクロな原子核の世界では、静的安定な状態として取り扱えるほど十分に長い時間であり、エネルギー（質量）、スピンやパリティなどが確定した状態として実験的に観測可能である。

Λ 核以外にも、ハイペロン (Y) と呼ばれる Λ 粒子をはじめとする s クォークを含む核子の仲間の粒子が束縛したハイパー核を考えることができる。原子核をその陽子数・中性子数を縦軸・横軸の 2 次元上に示したものが核図表であるが、さらにストレンジネス軸を加えて、ハイパー核まで拡張したものを三次元核図表と呼ぶ。その一例を図 4.2 に示す。

Λ が束縛したハイパー核が存在するということから、その構成要素間、すなわち ΛN 間に働く力が引力であることはわかる。ところで、その詳細はどうであろうか？ 二体間核力 (NN 相互作用) をもとに原子核構造を理解してきたように、 YN 間力（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情報である。しかし、散乱実験の困難さから散乱実験データは非常に乏しく、実際に

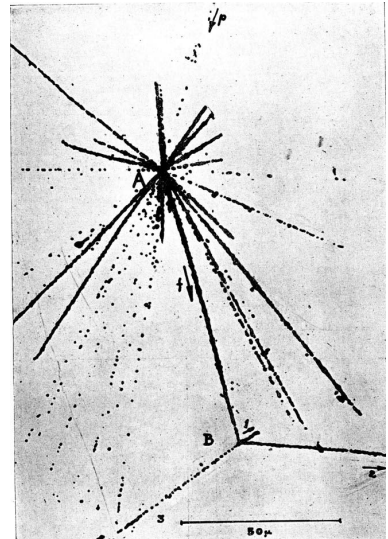


図 4.1: 最初に発見されたハイパー核事象 [1]。宇宙線により最初のスター (A) で生じたフラグメント (f) は $90\ \mu\text{m}$ 飛行し、2 番目のスター (B) で崩壊した。

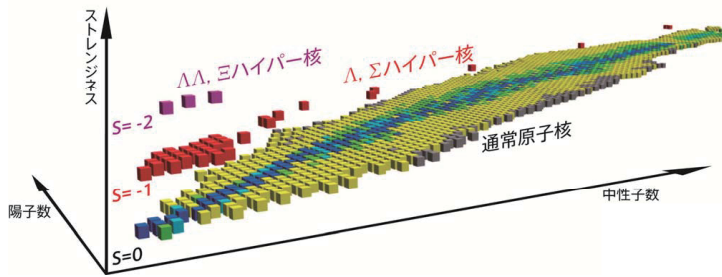


図 4.2: ストレンジネス自由度を加えた三次元核図表。

は、豊富な散乱データで決められた NN 相互作用から $SU(3)_f$ 対称性（トピックス参照）をもとに拡張した YN 相互作用の理論模型を作り、それを用いた精密多体系計算の結果とハイパー核分光実験の結果を比較することにより、 YN 相互作用の理解を深めてきた。しかし、これまでの乏しいデータを質・量ともに凌駕すべく、最新の実験技術を駆使したハイペロン-陽子散乱の実験が近年、開始されつつある。

陽子間に働く核力と中性子間に働く核力にほぼ差が無い、という荷電対称性は原子核物理学において極めて重要な性質であり、陽子と中性子を統一的に議論するアイソスピン対称性の基本である。ところが、ストレンジネスを含むハイパー核においては Λ -陽子、 Λ -中性子間に働く力に差があり、この対称性が大きく破れていることが近年行われた ${}^4_{\Lambda}\text{H}$, ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ ハイパー核の精密な実験によって確実となった [2, 3]。その破れの大きさは、ハイパー核の状態によって異なることもわかり、今後、様々なハイパー核に対して精密かつ詳細な研究を行うことで、荷電対称性の破れ (CSB) が起きる機構が解明され、核力の起源やその性質が明らかになると期待される。

原子核をクォーク・ハドロンの多体系という観点で見直すとどうなるだろうか？ ハイパー核も含め、原子核は、陽子・中性子などのバリオン（重粒子）がその要素となって構成されている。一方、メソン（中間子）は力の媒介粒子と考えられているが、そのメソンが原子核など多体系の構成要素となるのが、ストレンジネスを持った系で示唆されている。反 K ($\bar{K}$) 中間子 (K^- など) と核子間の強い引力のため、 K^- 中間子が原子核に束縛され、その束縛の強さによっては、通常の原子核の密度以上の高密度状態が作られるとの理論的な予想もある。実験的探索も行われているが、このような状態が見つかったという報告がある一方、否定的な報告もあり、存在を肯定する報告でもその束縛の深さなど結果は様々でその存在は確定的ではない。このようなバリオン・メソンの束縛系はクォークレベルで見ると、周りのクォークと対消滅してもおかしくない反クォークが（メソンの構成子クォークとして）あらわに存在しているという点で非常に興味深い。また、バリオン・メソンの束縛系は、クォーク-ハドロン-原子核-原子…と続く物質の階層構造においてハドロン階層と原子核階層を融合する存在であり、両者を強い相互作用の理論 (QCD) で統一的に記述する橋渡しをすることが期待される。さらに、我々の物質世界はなぜ、このような階層構造をとるのかというより深い問題解決への糸口となるかもしれない。

(解説) クォーク模型とバリオン 8 重項

クォーク模型によると、クォークは up (u), down (d), strange (s), charm (c), bottom (b), to $p(t)$ の 6 種類 (フレーバーという) が存在し、それぞれ 3 種類の色荷 (赤、青、緑) を持つ。クォークからできるハドロンには、クォーク 3 つで白色となるバリオン (重粒子; qqq) とクォークと反クォークで白色となるメソン (中間子; $q\bar{q}$) が存在する。

我々の物質を構成する原子核は、陽子 (p) と中性子 (n) (合わせて核子と呼ぶ) で構成されるが、核子 (N) は、 $1/2$ のスピンを持ち、 p は、 uud 、 n は、 udd のクォークの組み合わせで表される。電磁相互作用に対しては、まったく別粒子である p (電荷 $+e$) と n (電荷 0) であるが、 pp 間に働く核力と nn 間に働く核力にはほぼ差がなく、この p と n の対称性 (u , d クォーク間の対称性) をアイソスピン対称性と呼び、数学的には、 $SU(2)$ と呼ばれる群で表される。 u , d クォーク間の対称性である $SU(2)_f$ に、3 種類目の s クォークを加え拡張したものが、 $SU(3)_f$ 対称性である。例えば、この N 中の u , d クォークの 1 つを s クォークに置き換えると Λ 粒子 (uds) と Σ 粒子と言われる粒子ができる。 Σ には、電荷状態の違う $\Sigma^+(uus)$, $\Sigma^0(uds)$, $\Sigma^-(dds)$ の 3 種類あり、 p , n の違いと同様、それらの質量に僅かの差がある。さらに N 中の u , d クォークの 2 つを s クォークに置き換えたものが Ξ 粒子で $\Xi^0(uss)$ と $\Xi^-(dss)$ がある。これら 8 種類のスピン $1/2$ のバリオンをバリオン 8 重項という。 s クォーク 3 つで構成されるバリオンは、スピン $1/2$ ではなくスピン $3/2$ を持つ Ω^- 粒子であるが、 Δ 粒子の仲間で、バリオン 10 重項を構成する。また、 s クォークを含むバリオンを一般的にハイペロン (Y) と呼ぶ。

メソンの場合は、8 重項と 1 重項は混合して、9 重項を構成する。例えば、擬スカラーメソンでは、 u , d と $\bar{u}$, $\bar{d}$ クォークからなる π 等に加え、 s または $\bar{s}$ クォークを含むメソンとして、4 つの K 中間子 ($K^+(u\bar{s})$, $K^-(s\bar{u})$, $K^0(d\bar{s})$, $\bar{K}^0(s\bar{d})$) がある。 qqq あるいは $q\bar{q}$ という標準的なクォーク構成をとらないハドロンをエキゾチック粒子 (エキゾチック・ハドロン) と呼ぶ。エキゾチック粒子にはダイバリオン ($qqqqqq$)、ペンタクォーク ($qqqqq\bar{q}$) などがあり、強い相互作用の基礎理論である量子色力学 (QCD) をより深く理解するため、多くの探索実験が行われており、既にいくつかの興味深いエキゾチック粒子が見つかった。

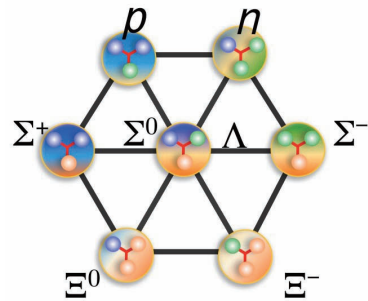


図 4.3: バリオン 8 重項を構成する粒子。

4.1.2 ストレンジネス核物理研究の目的と基本的な問い

ストレンジネス核物理の研究目的は大きく二つある。一つは、ストレンジネスという異物を道具として、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なので核子によるパウリ排他律の制約を受けない。そのため、ハイペロンは、核子のつまった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。

二つ目として、陽子 (p)、中性子 (n) のアイソスピン対称性 (u, d クォークによる $SU(2)_f$ 対称性) をもつ通常の原子核の世界をストレンジネスを含めた系、すなわち、 u, d, s クォークの対称性 ($SU(3)_f$ 対称性) を持つ世界に拡張して、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 クォークで構成される核子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、 $SU(3)_f$ の世界に拡張する。これまでの核物理では、散乱実験などによって、詳細がわかっているとされている核子二体間の核力を、強い相互作用の基礎理論である量子色力学 (Quantum Chromodynamics, QCD) に基づき、定量的にも理解する。また、 $SU(3)_f$ への拡張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。さらに、新たな世界へと研究を展開することにより、もとの $SU(2)_f$ 世界の理解をより深めることが期待できよう。前述のように s クォークは、 u, d クォークよりずっと重い、 $SU(3)_f$ 対称性で取り扱える程度には軽い。また、その質量は QCD のカットオフエネルギー (Λ_{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、その研究によって、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・核物理の橋渡しを行うことが可能である。

以上の目的を達成するため、我々は以下3つの「基本的な問い」を設定した。次節以下、ストレンジネス核物理研究の現状を概観し、これらの問いに沿って、これまでの研究で分かったこと、今後、我々はどのような研究を行って行くのか、そのために開発や建設をすべき装置・施設についてまとめる。

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 だけでは明確な物理的描像を得ることは困難であるので、物理的描像を伴う理論モデルの精密化も必要である。 $SU(2)_f$ の核力をストレンジネスを含めて拡張したバリオン間力では、 NN 相互作用では存在しなかった特徴的な項 (性質) が現れる。そのような項を実験的に調べ、確認することによってバリオン間力を理解する。特に、原子核の飽和性を説明する斥力芯、原子核の魔法数や殻模型を説明するスピン-軌道力 (LS 力) の起源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、その性質の解明が望まれる。

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を導入しその性質を調べることが、ハドロン多体系の理解のために重要である。さらに、媒質中では、ハドロン自身の性質も変化する可能性があるため、二体間核力自体が変化することを考慮しなければならない。

ハイペロン（ストレンジネスを持つバリオン）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。

（解説） $SU(3)_f$ に拡張された核力とは？

原子核は、核力の遠距離における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。特に二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。 s 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・遠距離力の理解を目指している。

s クォークを入れ、 $SU(3)_f$ に拡張した 8 重項バリオンの二体間相互作用は、対称性により次の項に分解される。

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

ここで、**27**, **8_s**, **1** 重項は、バリオンの入れ替えに対して対称な多重項であり、 **$\overline{10}$** , **10**, **8_a** 重項は反対称な多重項である。さらに、**27** 重項および **$\overline{10}$** 重項は、 NN 相互作用 ($SU(2)_f$ の世界) にも存在する多重項であり、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わかっている。残りの項は、ストレンジネスが加わったことで新たに出現した項である。

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 Σ^+p チャンネル（クォークレベルでのパウリ効果が強く表れる **8_s** 重項や **10** 重項が寄与している）ではクォーク間のパウリ効果による強い斥力芯が予想されている。

また $\Lambda\Lambda$ や Ξ^-p 相互作用に含まれる $SU(3)_f$ **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想されている。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性的に検証されている。図 4.4 に格子 QCD で求められたポテンシャル (ΣN 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。

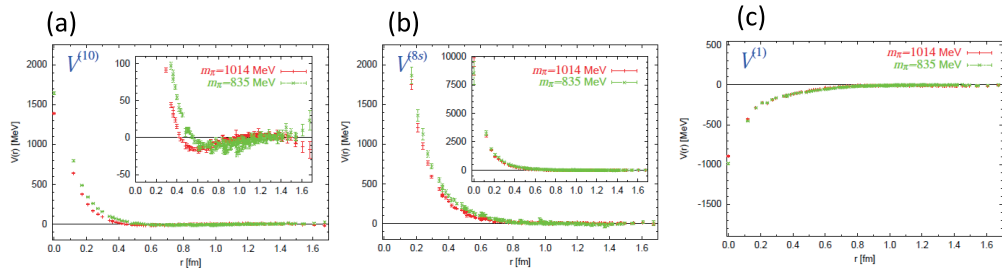


図 4.4: 格子 QCD によるバリオン間相互作用ポテンシャルの計算結果 [4]。(a) **10** 重項。(b) **8_s** 重項。(c) **1** 重項。

3) 高密度核物質の性質は？－高密度状態とストレンジネス－

これまでの強い相互作用の知見によれば、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、中性子がハイペロンなどに変換することで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である。

4.2 ストレンジネス核物理研究の現状

4.2.1 研究の歴史概観

ハイパー核発見の直後から行われた原子核乾板によるハイパー核研究では、生成・崩壊の運動学的解析によりその核種が同定され、崩壊エネルギーとコア核 (Λ 以外の原子核)、 Λ の質量などから、軽い Λ 核の Λ の束縛エネルギー (B_Λ) が次々と決定された [9]。 Λ が原子核に束縛するという事実やその大きさから、 Λ 粒子が原子核中で感じるポテンシャル、そしてその源となる Λ と核子間の相互作用 (ΛN 相互作用) は、核子に対するポテンシャルや NN 相互作用に比べ弱いものの引力であるということが明らかになった。また、このころの研究では、 Λ が2つ束縛された $\Lambda\Lambda$ 核事象も報告されている [10, 11]。原子核乾板による研究では、脱励起した後のハイパー核の弱崩壊を観測するため基底状態を調べていることになる。

原子核乾板ではなく、現在我々が通常使用しているカウンターと呼ばれる検出器と高速電気信号処理装置を用いたハイパー核研究は、1970 年代に CERN において K^- ビームを標的に静止させ反応から生ずる π^- を測定する ($K^-_{stopped}, \pi^-$) 反応実験に始まった [12]。その後、反跳が小さく原子核表面に存在する中性子の軌道をそのまま Λ 粒子に変換する in-flight (K^-, π^-) 反応、逆に運動量移行が大きく深く束縛した Λ 核の生成に適した (π^+, K^+) 反応が開発され、米国 Brookhaven National Laboratory (BNL) の AGS (Alternating Gradient Synchrotron) で研究が展開された。この (π^+, K^+) 反応を用いた Λ 核の研究は、その後の 1993 年に大立体角かつ高分解能の超伝導 K 中間子スペクトロメータ (SKS) [13] の登場によって、日本の高エネルギー研究所 (現、高エネルギー加速器研究機構、KEK) の 12-GeV 陽子シンクロトン施設 (KEK-PS) で盛んに進められた。

これらの一連の Λ 核の分光研究において、 Λ 粒子が原子核の殻模型で期待される単一粒子軌道に入った励起状態も含めたスペクトルが観測された。その一例を図 4.6 に示す。この結果、原子核深部においても Λ 粒子がバリオンとしての性質を保ち単一の粒子として振る舞うことが分かり、殻模型描像が成り立つことが証明された。

SKS でのハイパー核研究では、欠損質量分光法による $2 \text{ MeV}_{\text{FWHM}}$ の高分解能分光研究だけではなく、大立体角スペクトロメータという特徴を活かし、欠損質量分光法でハイパー核の生成を識別した上でハイパー核の弱崩壊から生じる π^- , p , n を別の検出器系で同時計測することによって、ハイパー核の寿命や崩壊分岐比の測定などの弱崩壊の研究が行われた。また、同時計測実験では、ハイパー核の励起状態から放出される γ 線を測定する γ 線分光の成功も重要な成果に挙げられる。ゲルマニウム (Ge) 検出器による γ 線分光は、原子核構造の解明に大きな役割を果たしてきたが、エネルギーや大きさの拡がりを持った高エネルギーの二次粒子ビームを用いた高バックグラウンド環境下で

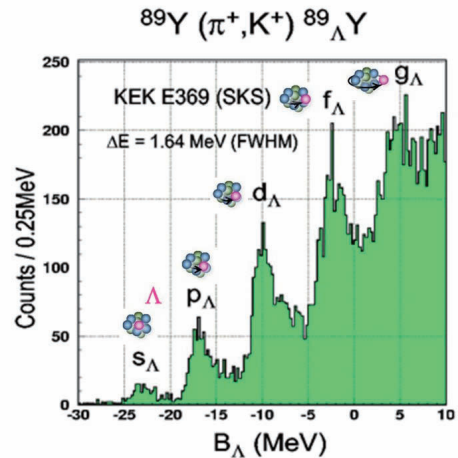


図 4.6: SKS で測定された Λ 核 ($^{89}\Lambda\text{Y}$) のスペクトル。コア原子核に Λ が殻模型の予言するような s, p, d, f, g 軌道に入った状態に対応するピークがきれいに観測された [14]。

も動作可能な Ge 検出器およびその回路系の開発に成功し、KEK や BNL で p 殻領域の Λ 核の γ 線が測定された。これまで欠損質量分光法の分解能は数 MeV の分解能であったが、 γ 線を放出する励起状態に限られるものの、数 keV という 1000 倍の分解能・精度で分光実験が可能になり、 Λ 核の詳細構造や ΛN のスピンの依存する相互作用の大きさの情報が得られ、核力の統一的理解に大きく貢献することになった。

(解説) 欠損質量分光と不変質量分光

ハイパー核分光等において使われる欠損質量分光法 (missing-mass spectroscopy) と不変質量分光法 (invariant-mass spectroscopy) について解説する。例として π^+ ビームを標的核 A (質量 m_A) に入射し、核内の中性子 (n) を Λ 粒子へと変換、 K^+ を放出し、ハイパー核を生成する (π^+, K^+) 反応を考える。

ここで入射ビームの運動量 $\vec{p}_\pi$ と放出される K^+ 中間子の運動量 $\vec{p}_K$ を磁気スペクトロメータなどを用いて測定すれば、 π^+ , K^+ の質量 m_π , m_K は既知であるので、ハイパー核を直接測定することなしに、エネルギー保存則より、

$$E_{HY} = E_\pi + E_A - E_K = \sqrt{(m_\pi c^2)^2 + (p_\pi c)^2} + m_A c^2 - \sqrt{(m_K c^2)^2 + (p_K c)^2}$$

とハイパー核のエネルギー E_{HY} が求められる。また、標的核は実験室系において静止 ($\vec{p}_A=0$) していることと運動量保存則 $\vec{p}_\pi + \vec{p}_A = \vec{p}_K + \vec{p}_{HY}$ より、

$$\vec{p}_{HY} = \vec{p}_\pi - \vec{p}_K$$

となる。これら 2 つの式より、

$$m_{HY} = \sqrt{\left(\sqrt{m_\pi^2 + (\vec{p}_\pi/c)^2} + m_A - \sqrt{m_K^2 + (\vec{p}_K/c)^2} \right)^2 - (\vec{p}_\pi/c - \vec{p}_K/c)^2}$$

とハイパー核の質量が欠損質量として求められる。

次に生成されたハイパー核が N 個の粒子に崩壊し、それらの運動量とエネルギーが全て分かたとする。これらを $\vec{p}_i, E_i (i = 1 - N)$ とする。これらの粒子の不変質量 (invariant mass) は親粒子であるハイパー核の質量に等しいため

$$m_{HY} = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^N E_i/c^2 \right)^2 - \left(\sum_{i=1}^N \vec{p}_i/c \right)^2}$$

となる。運動量を測定し、粒子識別を行って m_i を求めて、 $E_i = \sqrt{(m_i c^2)^2 + (\vec{p}_i c)^2}$ の関係から E_i を得てもよいが、いずれにせよ全ての崩壊粒子のエネルギーと運動量を全て求める必要がある。これが不変質量法である。

生成時にハイパー核以外の、反応に関与する粒子の測定が必要な欠損質量法と、崩壊粒子を全て測定する必要がある不変質量法は相補的ではあるが、生成時と崩壊時に関与する粒子を完全測定すれば両方の方法を同時に適用することも可能である。この時、同じ質量を異なった手法で測定することにより、信頼度の高い系統誤差の評価などが可能になる。

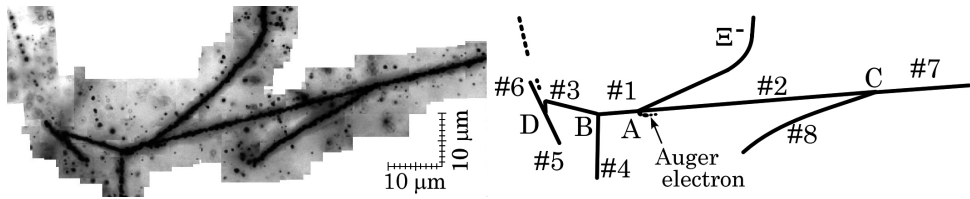


図 4.7: KISO 事象のエマルジョン画像をオーバーレイ処理した画像（左）と粒子飛跡概要図（右）[17]。

欠損質量分光法の発展に関しては、 π , K などの二次粒子ビームでなくエネルギーの揃った大強度の一次電子ビームを用いた ($e, e'K^+$) 反応により 1 MeV を切る分解能の実験が可能である、と昔から期待されていたが、強い相互作用に比べて生成断面積の小さい電磁相互作用による生成であること、 K^+ と高計数率の散乱電子の同時計測を行う必要があることから、その実現は極めて難しいと考えられてきた。米国 Jefferson 研究所 (JLab) の連続電子線加速器 (Continuous Electron Beam Accelerator Facility, CEBAF) において、2000 年に行われた実験によりこの方法によるハイパー核研究が可能であることが実証された [15]。当時の実験で得られた分解能は 1 MeV_{FWHM} を切る程度であったがその後の測定装置のアップグレードや実験条件の最適化などの工夫により、現在では、0.5 MeV_{FWHM} での分光実験が可能となっている。

原子核構造を理解する上で、その構成要素間すなわち NN 相互作用が非常に重要な基礎データであるのと同様に YN 相互作用や YY 相互作用はハイパー核を理解する上で重要な情報である。しかしながら、その生成率や寿命などからハイペロンビームの実現や散乱実験は非常に困難で、測定された YN 散乱データは、1970 年代に水素泡箱を用いて得られたものや、その後、KEK-PS で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た実験などと、非常に限られている。これらの実験では、散乱事象を画像として記録して解析を行う手法をとっており、その統計量も十分ではない。従って、 YN 相互作用の理解は、これらの直接的なデータとともに、豊富な散乱実験データに裏打ちされた NN 相互作用を $SU(3)_f$ 対称性をもとに拡張した YN 相互作用の理論模型を作り、それを用いた精密多体系計算の結果とハイパー核分光実験の結果を比較し、再び模型を改良することを繰り返すことで進められてきた。例えば、 Λ 核の分光実験により測定された Λ の単一粒子軌道のエネルギーから Λ の原子核ポテンシャルは 31 MeV と、通常原子核の核子のポテンシャル 50 MeV に対して弱く、その源の二体の ΛN 相互作用は NN 相互作用よりは弱い引力であることが判った。

ハイペロンを標的とすることは不可能であるので、ハイペロン同士の散乱実験は非常に困難で YY 相互作用を調べる事実上唯一の手段がハイペロンを 2 個含むハイパー核の観測である。 Λ 粒子を 2 つ含む $\Lambda\Lambda$ 核は、初期の原子核乾板による研究で、連続した弱崩壊のトポロジーを持った事象として発見されていたが、その核種の同定には曖昧さが残っていた。この初期の研究の 20 年後に KEK で行われた実験では、原子核乾板とカウンター検出器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で、(K^-, K^+) 反応を用いてストレンジネスが 2 つ生成されたことを同定し、データの信頼性と統計量を飛躍的に高めることに成功した。この方法によってついに NAGARA と呼ばれる $_{\Lambda\Lambda}^6\text{He}$ と一意的に同定された事象が発見され、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用は 1 MeV 程度の弱い引力であることが判明した [16]。ストレンジネスを 2 つ含む (ダブルストレンジネス) 原子核として、 s クォークを 2 つ含む Ξ 粒子が束縛された三核も考えられる。三核については、長い間決定的なデータはなかったが、最近に

なって、過去にビーム照射した原子核乾板の新技术による再解析で、 Ξ^- が ^{14}N 原子核に深く束縛されたと結論された KISO と名付けられた事象 (図 4.7) が発見された [17]。その束縛エネルギーは一意的には決定されなかったものの、この発見により Ξ の原子核ポテンシャルや (平均的な) ΞN 相互作用は引力であると確定した。

近年、新たなハイパー核生成反応として、高エネルギー重イオン衝突による方法が注目されている。この方法では、高エネルギー衝突で生成したハイペロンが多数合体した多重ハイパー核が生成可能である。また、相対論的ブーストされたハイパー核が前方に放出され、ビームラピディティ領域には RI ビーム生成と同様に幅広い陽子・中性子比を持ったハイパー核の生成が可能である。しかし、実験的には大量のバックグラウンドの中から少数の信号を探すことから困難であった。ところが、2009 年に RHIC の STAR 実験で $^3_\Lambda\text{H}$ とその反ハイパー核 ($^3_{\Lambda}\overline{\text{H}}$) が観測されたとの報告 [18] があり、その後、GSI、RHIC、LHC でも重イオンビームによるハイパー核生成実験が成功を収めた。特に $^3_\Lambda\text{H}$ の寿命が高精度で測定され、0.13 MeV という極めて小さな Λ の束縛エネルギーにもかかわらず、自由空間中の Λ の寿命 (263 ps) よりはるかに短い ~ 180 ps という我々の常識に反する結果が得られ、衝撃を与えている ($^3_\Lambda\text{H}$ パズル)。

通常核子以外の異質なバリオンを構成要素として含むハイパー核に対し、さらに K , π 中間子などの異質な粒子を構成要素に含むハドロン多体系の研究も進んでいる。

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 X 線測定により研究されてきたが、散乱実験の解析結果と K^- 水素原子 X 線測定の結果は矛盾しており、長きにわたり “ K^- 水素原子パズル” と呼ばれ、研究者を悩ませてきた。1997 年に KEK-PS E228(KpX) 実験 [19] により K^- 水素原子の X 線が初めて高精度で測定された。その結果は、 $\bar{K}N$ 散乱実験と一致し K^- 水素原子パズルを解決した。その後 DAΦNE (LNF, Italy) における SIDDHARTA 実験などにより、さらに高精度な実験が行われ、 K^- 原子の強い相互作用によるレベルシフトの研究が進んでいる。

これらの結果から K^-p 間のポテンシャルが非常に強く引力的であることが分かり、3つの構成子クォーク状態としては理解が難しい $\Lambda(1405)$ [20] を $\bar{K}N$ の束縛状態と考える可能性が提唱された。 $\Lambda(1405)$ に関しては、現在も実験、理論の双方から活発な研究が行われている。その後、 K^-p の 2 体系からさらに進んだ研究が $\bar{K}$ 原子核へと展開し、 K^-pp 束縛状態の研究が世界中で展開され、その存在や性質に関して議論が行われている。

4.2.2 主要な研究施設

ハイパー核・ストレンジネス核物理研究で、現在主要な、あるいは、今後主要となっていくであろう研究施設を挙げる。

まず、第一には、日本の J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex、茨城県東海村) のハドロン実験施設があげられる。この分野の研究は、これまで日本の研究者が中心的に KEK 12-GeV PS や BNL (米国) AGS において最先端の研究を推進、発展させてきた。その成果も大きな要因となって、J-PARC の建設につながり、ハドロン実験施設は 2008 年度からビーム運転を開始した。ハドロン実験施設では、加速器からの大強度陽子ビームを二次粒子生成標的に照射し、発生する K^- や $\pi^\pm$ などの中間子をビームとして用いて、ハイパー核やクォーク・ハドロン多体系を生成し、研究を行う施設である。大強度かつ純度のよい中間子ビームを供給可能な世界で唯一の加速器施設であ

り、 K^- 、 $\pi^\pm$ ビームを用いて効率的にハイパー核を生成し、高統計の実験研究が行うことができる。J-PARC ハドロン実験施設の現状と課題については、4.4.1 節で詳しく述べる。

また、J-PARC で供される中間子ビームと相補的に重要なのが電子・光子ビームによるハイパー核研究である。アップグレードを完了し、2016 年より 12 GeV 電子線の供給を開始した JLab においては $(e, e'K^+)$ 反応による Λ 核分光実験が確立し、日本グループを中心として国際共同体制が強化され、現在、次世代実験の準備が進んでいる。また、ドイツマインツ大学 MAMI においても電磁生成された Λ 核の崩壊 π 中間子分光法が確立し、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ の基底状態を精度良く測定し荷電対称性の議論で大きな役割を果たした。今後も、崩壊 π 中間子実験技術を ${}^3_\Lambda\text{H}$ に適用しその束縛エネルギーを精密測定する計画が進んでいる。また、2011 年の東日本大震災で大きなダメージを受けた東北大学電子光理学研究センター (ELPH) もその後、復興を遂げた。震災前から展開しているストレンジネス光生成実験、ハドロン物理だけではなく、軽いハイパー核 (${}^{3,4}_\Lambda\text{H}$ 寿命測定など) にもその研究対象を拡大しつつある。

さらに、今後、ハイパー核・ストレンジネス核物理研究の主要な施設の 1 つとして考えられるのは、ドイツ、ダルムシュタットの重イオン研究所 (GSI) の FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) 計画である。FAIR では、ウランまで加速可能な重イオン加速器からの重イオンビームによるハドロン高密度物質の研究、不安定核・宇宙核物理の研究や各種イオンビームを用いたプラズマ物理研究やがん治療などの応用研究、さらには反陽子ビームによるハドロン・原子核・原子物理研究など多様な研究が計画されてる。2017 年に本格的な建設が開始され、2025 年に運転開始を予定している。高エネルギー反陽子蓄積リング (HESR) に設置される PANDA (AntiProton Annihilation at Darmstadt) では、反陽子-陽子対消滅で生成する $\Xi^- \Xi^+$ 対の Ξ^- を二次標的に静止させハイパー核を生成する。ハイパー核研究の実験は、運転開始直後の初期段階から実施可能とされている。また、FAIR 計画の中の NuSTAR では、重イオンビームを用いたハイパー核生成測定実験が 3 つの Day-1 実験のうちの 1 つと定義されている。

4.3 3つの基本問題を解決するための研究活動の「これまで」と「これから」

4.1.2 節で示した3つの「基本的な問い」に答えるために、これまでに様々な研究が遂行され、これからも新しい研究が計画されている。

原子核物理学における研究は、単一の実験により特定の問いに答えることを目指す場合もあるが、むしろ、複数の実験の成果がもたらす多角的な情報を総合して様々な研究課題を進展させることが多い。そのため、ある特定の研究テーマが、どの「基本的な問い」のどれに答えるための実験であるかを分類するのは容易ではなく、一般には複数の「基本的な問い」の解決に貢献することが多いが、分かりやすさのため、ここではあえてどの「基本的な問い」に挑戦する課題かを分類して記述することにした。

[基本的問題 1] バリオン間相互作用

二体間核力をもとに原子核構造を理解してきたように、 YN 相互作用や YY 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 相互作用から $SU(3)_F$ 対称性 (トピックス参照) をもとに拡張した YN/YY 相互作用の理論模型を作り、それを用いた精密多体系計算の結果とハイパー核分光実験の結果を比較し、理論模型を改良することを繰り返しながら、バリオン間相互作用の理解を深めてきた。

ハイペロン散乱実験

乏しいながらも散乱実験のデータも存在し、 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 YN 散乱実験は 1970 年代に水素泡箱を用いて開始された。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 MeV/c 以下の低エネルギー領域でのデータに限られた。さらに泡箱実験では測定したい事象だけを選択的に記録する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量が十分ではない。

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、 $(\pi^\pm, K^+)$ 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 Σ^+p , Σ^-p 散乱事象に対して、400—800 MeV/c での高運動量領域での散乱断面積を初めて導出した [21]。また、KEK-PS E452 実験では、 Σ^+p のスピン軌道 (LS) 力を導出するために偏極した Σ^+ ビームから散乱された陽子の左右非対称度を導出した [22]。

ダブルストレンジネス系の研究

ハイペロン同士の散乱実験は非常に困難であるため、 $\Lambda\Lambda$ 核の観測が事実上唯一の YY 相互作用の測定方法となる。実験的に $\Lambda\Lambda$ 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、 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、もしくは ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{B}$ と同定した [10]。その後の再解析では、 ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 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 らの報告の後、間もなく、D.J. Prowse によって ${}^6_{\Lambda\Lambda}\text{He}$ の発見の報告がなされた [11] 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・エマルジョン法により入射 K^- と散乱 K^+ を測定することにより、ダブルストレンジネス系の生成を同定し、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 $\Lambda\Lambda$ 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 [23]。

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 $\Lambda\Lambda$ 核事象を発見した。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、 $\Lambda\Lambda$ 相互作用は約 1 MeV ($\Lambda\Lambda$ 間の bond energy $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 0.67 \pm 0.17$ MeV) の弱い引力であることが決定された [16]。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不足しているのが現状である。

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 π 崩壊を観測したとの報告 [24] があるが、束縛エネルギーの測定までには至っておらず、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 $uuddss$ クォークで構成される H ダイバリオンである。NAGARA 事象の観測により、 H の質量には、 2Λ 閾値よりわずか $7.7 \text{ MeV}/c^2$ だけ軽い $2223.7 \text{ MeV}/c^2$ という下限が与えられた。安定な H を探索する実験はいくつも行われてきたが、証拠は見つかっていない。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 [25]。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 [26, 27]、 H ダイバリオンはなお興味深い研究対象である。

近年、重イオン加速器での RHIC-STAR 実験による $\Lambda\Lambda$ の二粒子運動量相関を測定から H ダイバリオンの探索 [28] や $\Lambda\Lambda$ の散乱長が導出されている [29]。

ΞN 間相互作用については、最近まで乏しい実験結果しか得られていなかった。KEK-PS E224 実験や BNL-AGS E885 実験において、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)\Xi$ 反応の欠損質量スペクトルで明確なピークまでは見えなかったものの Ξ 核束縛領域にシグナルが得られ、 Ξ -核ポテンシャルは弱い引力であることが示唆された [30, 31]。 Ξ 吸収から同時に 2 個の Λ 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かったが、原子核束縛状態からの Ξ 吸収であると一意的に同定された事象はなく、 Ξ 核の束縛エネルギーを決めるには至っていない。

この状況は近年打破されつつある。J-PARC でのハイブリッド・エマルジョン実験 E07 に向けて開発された「全面スキャン法」[32] を E373 実験でビーム照射を行ったエマルジョンに適用したところ、KISO と名付けられた一意的に $\Xi^- + {}^{14}\text{N} \rightarrow {}^{10}\text{Be} + {}^5_\Lambda\text{He}$ と同定された事象を発見した。終状態の Λ 核が基底状態か励起状態かの不定性は残ったものの、そのどちらの可能性を考慮しても、 Ξ^- 粒子の束縛エネルギーは 1.11 ± 0.25 MeV 以上と 3D 原子軌道のエネルギー 0.17 MeV に対して充分深く、 Ξ 核事象であると結論した [17]。後に JLab で行われた ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$ の測定結果が報告されたが [33]、この値を用いても、束縛エネルギーは、 1.03 ± 0.18 MeV 以上であり、 Ξ 核状態とする結論は変わらない。

一方、 ${}^{12}\text{C}(K^-, K^+)\Xi$ 反応の欠損質量スペクトルも J-PARC E05 実験のパイロットランで測定され

た。統計量は少ないが、SKS を用いて 6 MeV_{FWHM} とこれまでの測定に比べて向上した分解能で測定したスペクトルの Ξ 核束縛領域に、 Ξ 準自由生成反応からのテールやバックグラウンドでは説明できない余剰事象が観測されており Ξ 核状態の存在を示唆している [34]。

E373 実験のおよそ 10 倍の $\Lambda\Lambda$ 核事象の観測を目指す E07 実験は、2018 年 6 月にビーム照射を完了した。現在原子核乾板の解析中で、新たな $\Lambda\Lambda$ 核の発見などが今後期待される。

(2019 年 6 月追記) E07 実験の解析結果として、 $^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、または、 $^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ 、あるいは $^{12}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ の励起状態と特定された MINO 事象 [35] や KISO 事象と同じく Ξ^- が ^{14}N に束縛した Ξ 核と特定された IBUKI 事象 [36] がすでに報告されている。

実光子によるストレンジネス生成の研究

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 1 GeV 超の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、電磁相互作用によるストレンジネス生成機構の解明、バリオン分光 [37, 38]、核媒質効果の解明 [39] を主たる目的として研究が発展している。 $(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核の高分解能分光の成功により、その素過程反応となる電磁相互作用によるストレンジネス生成機構の理解が特に重要となっている。

陽子を標的とした K^+ 生成反応の実験は SAPHIR-Bonn[40]、CLAS-JLab[41] 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 [42]。その一方で、中性子を標的とした K 中間子生成反応 $\gamma + n \rightarrow K^0 + \Lambda$ については、反応に直接関与する粒子が全て中性という実験的な困難があり、東北大学 LNS(現 ELPH) における NKS 実験の測定まではデータが報告されていなかった。

東北大学 LNS 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) で $K_S \rightarrow \pi^- + \pi^+$ を再構成することによって、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 [43, 44]。その後、2005 年に NKS2 へとアップグレードされ、重陽子における K^0 光生成反応、 Λ 光生成反応の測定がおこなわれた。 K^0 の inclusive な測定により $\gamma + n \rightarrow K^0\Lambda$ 反応微分断面積の後方における増大 [45] が確認された。さらに、 Λ の inclusive な測定からは、実験室系における Λ の微分断面積が得られた。これまで実験データが欠けていた $\gamma + n \rightarrow K^0 + \Lambda$ 反応のデータが得られたことにより、Kaon-MAID[46]、Regge-Plus-Resonance[47]、Saclay-Lyon A[48] といったストレンジネス電磁生成理論に対して重大な制限を与えることに成功し、今後のモデルの精密化に貢献すると期待されている [49]。

また同施設の FOREST 実験でも、検出器の大きな立体角を活用して $K_S \rightarrow \pi^0\pi^0, \pi^0 \rightarrow 2\gamma$ モードを検出することにより、重陽子標的を用いた K^0 光生成反応実験を行い、反応微分断面積の高統計データが得られた [50]。

Λ 核弱崩壊の研究

ハイパー核研究が始まった当初より、その弱崩壊現象は精力的に研究されてきた。強い相互作用に対して安定な Λ 核が現在まで唯一の弱崩壊研究の対象である。 Λ 核の弱崩壊では主に 2 つの崩壊様式がある。一つは自由 Λ 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 Λ 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 Λ 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 Λ 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・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、 Λ 核の非中間子崩壊はバリオン間弱相互作用の研究における重要な研究手段である。

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 Λ に対する非対称度、の二つである。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 (I) が 1 のみ許される一方、 np 状態では $I=0$ と $I=1$ の両方が許されるためである。1990 年代までは、実験結果が $I=0$ の終状態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 π 交換の寄与のため $I=0$ 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 [51, 52]。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、 Λ の偏極に対して非対称な崩壊をする。 Λ 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 [53, 54]。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 [55]。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を解明するために、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。

バリオン間相互作用 今後の研究

$\Sigma^\pm p$ 散乱 – J-PARC E40 実験 –

クォーク描像に立った模型によると、斥力芯の起源は、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効果 (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、この効果が顕著に現れる $\Sigma^\pm p$ チャンネルを重点的に散乱実験を行うことが重要である。斥力芯をつくる S 波を考えると、 $\Sigma^\pm p$ の 1S_0 状態は $NN(I=0)$ と同じ **27** 重項に属し、一方で 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。ここで NN 散乱に関しては多くの実験データからビーム運動量 700 MeV/c 付近で散乱の位相差が 0 となることが分かっている。 $\Sigma^\pm$ の運動量

が 700 MeV/c 付近でも $SU(3)_f$ 対称性から $NN(I=0)$ と同じ Σ^+p の 1S_0 チャンネルの位相差が 0 になり、微分断面積への寄与がほぼ無視できると予想されるので、このビーム運動量領域での（微分）断面積から 10 重項の寄与だけを抜き出すことができる。斥力芯の距離依存性を実験的に測定するには、位相差の Σ^+ の運動量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、まずは重心系での散乱角度が 90° での微分断面積を用いて位相差を求めることから始める。 90° での微分断面積の測定は、高次の波の寄与が少ないため、斥力芯の強さを示す S 波の位相差に非常に敏感な観測量となるためである。

また Σ 生成ビームとして π^+ の代わりに π^- を用いると、 Σ^-p を生成することができる。 Σ^-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、 Σ^- 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、 Σ^+p も含めて系統的な ΣN 散乱の研究となる。これらの微分断面積を測定するために、下記に述べる新たな実験手法を用いた $\Sigma^\pm p$ 散乱実験 (J-PARC E40 実験) が、J-PARC ハドロン実験施設で 2018 年から開始される。

(2019 年 6 月追記) 2019 年 4 月までに Σ^-p 散乱データと Σ^+p 散乱の一部のデータを取得した。

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、 Σ 生成および Σp 散乱の 2 つの連続した二体運動学から Σp 散乱事象を同定する新たな手法を用いる。 $1.3\text{--}1.4$ GeV/c での $\pi^+p \rightarrow K^+\Sigma^+$ 反応で前方に放出される K^+ の生成を捉えることにより、 $0.4\text{--}0.7$ GeV/c の Σ^+ ビームが標識化できる。十分な統計を得るためには、 10^7 Hz 以上の π ビームを扱う必要がある。そのため高強度ビーム環境下で安定に動作し、なおかつ偶発同時事象とトリガー事象を区別するために 0.7 ns (σ) の高時間分解能をもつ、多チャンネルファイバー位置検出器を開発した。多数のシンチレーションファイバーを層状に並べ、それぞれのファイバーからの光を MPPC で検出し、この MPPC の読み出しには多チャンネル MPPC 読み出し用に我々が開発した EASIROC ボードを用いる [56]。また、散乱事象は液体水素標的の周囲に円筒形ファイバートラッカー (CFT) 及び BGO カロリメータからなる反跳陽子検出システム (CATCH) を配置し、反跳された陽子を検出し散乱角度と運動エネルギーを測定することによって散乱事象の同定を行う。CATCH システムの検出器は反跳陽子に対し大きな立体角を持つと同時に、高計数率環境下で動作するように、CFT はシンチレーションファイバーを用いることによって 1 ns (σ) の時間分解能をもち、BGO カロリメータも波形データを取ることによってパイルアップ事象を分離できるシステムとした。

散乱実験における偏極観測量測定

散乱実験での重要な測定量として、相互作用のスピン依存性の情報を与えるスピン観測量があり、例えばこれらの測定を通して LS 力などの情報を得ることができる。 LS 力は原子核の安定性を議論する上で欠かせない原子核の魔法数の起源となる非常に重要な相互作用であるが、その起源に関しては十分に理解されていない。 LS 力も 1 fm 以下の短距離で働く相互作用である。中間子交換模型では重いベクター中間子の交換によって LS 力の項を導くことができるが、ベクター中間子の重い質量を考えると到達距離がほとんどないような粒子を交換する描像は不自然である。一方でクォーク間のグルーオン交換でも LS 力は自然に導くことができる。 NN 相互作用では $L \cdot (s_1 + s_2)$ (s_1, s_2 はそれぞれ粒子 1, 2 のスピン、 L は粒子 1, 2 間の軌道角運動量) で表される対称 LS 力 (SLS) のみが主要な寄与となる。この他に、 $L \cdot (s_1 - s_2)$ で表される反対称 LS 力 (ALS) も存在するが、 NN 相互作用

ではアイソスピン対称性から ALS は強く抑制される。一方で YN 相互作用では ALS も大きな寄与として現れうる。中間子交換模型では ALS が大きな効果を与えることは非常に難しいが、一方でグルーオン交換模型では自然に大きな ALS が導かれる。よってこの ALS の大きさを実験的に決めることが出来れば、 LS 力の主要な寄与が中間子交換とグルーオン交換のどちらに起因するのかを決定することができる。

YN 散乱実験では、ハイペロンを生成時に偏極させることも可能であり、また散乱後のハイペロンのスピン偏極も崩壊で生じる陽子の方向から測定することができるため、スピン観測量に関しては大きな利点があると言える。ここでは E40 実験で測定を試みるスピン観測量に関して述べる。まず ALS は $I = 1/2$ の ΣN - ΛN チャンネルに含まれる 8_s 重項と 8_a 重項の間に強くカップルする。そのため $\Sigma^- p \rightarrow \Lambda n$ チャンネルにはこの ALS の効果が現れると予想される。 ALS が現れるチャンネルのスピン観測量は理論模型毎に予想が大きく異なるため、測定によって理論模型を選別することが可能となる。 Λ は弱い相互作用で崩壊するので、崩壊で生じる陽子の方向を測定することによりその偏極が求められる。この反応での Λ の偏極測定を行うことを考えている。一方で $\Sigma^+ p$ チャンネルでは ALS は効かないため (8_s 重項と 8_a 重項が含まれないため)、 NN 相互作用と同程度の LS 力があると予想されている。 $\pi^+ p \rightarrow K^+ \Sigma^+$ 反応では散乱角度を選ぶことで Σ^+ を偏極させることができるため、 $\Sigma^+ p$ 散乱の左右非対称度から偏極分解能 (Analyzing power) を導出することにより LS 力の大きさを調べる。 $\Sigma^+ p$ 散乱の偏極分解能は既に KEK E452 実験で測定されている [22] が、今後、さらに高統計のデータが得られるであろう。

H ダイバリオン探索 – J-PARC E42 実験 –

8 重項バリオン間相互作用の $S=-2$ 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に加え、カラー磁気相互作用に起因する強い引力のため、斥力芯がないどころか引力芯が予想されている。もし、 $uuddss$ の 6 つのクォークで構成される H ダイバリオンの存在が確認されれば、この予想を検証することができる。このため、KEK-PS の E224/E522 実験をさらに拡張した実験を J-PARC において行う (J-PARC E42 実験)。この実験では、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トンチェンバー (Hyp-TPC) を主体とした大立体角ハイペロンスペクトロメータ (HS) を導入する。これにより、KEK-PS の実験と比較して圧倒的に高い統計と分解能が期待できる。

また、この 1 重項は $\Lambda\Lambda$, $\Xi^- p (\Xi^0 n)$, $\Xi^- p \rightarrow \Lambda\Lambda$ 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、これら二体の相互作用は $\Lambda\Lambda$ 核や Ξ 核の分光、 Ξ^- 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節で述べる。

その先の YN/YY 散乱実験

$S=-1$ の ΣN の散乱実験では、約 $1.1 \text{ GeV}/c$ の ($K^-, \pi^\pm$) 反応を用いると、 $1 \text{ GeV}/c$ までの Σ ビームを生成できる。ただし、散乱角度の大きな (実験室系で 40° 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 Σ 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 π は、トリガー段階で落とし、興味のある高エネルギーの Σ 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。

ALS に関連して、 ΣN 閾値領域での Λp 散乱のスピン観測量 (Analyzing power および induced polarization) に関心がもたれている。また ΣN 閾値領域での Λp 散乱の断面積も ALS の大きさによ

て非常に敏感に変化すると理論的に予想されており、この微分断面積とスピン観測量を同時に測定することが非常に重要になる。ただし、 Λ を生成する場合には、荷電中間子ビームを用いた場合には原子核中の中性子を標的とするため、散乱前の Λ 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て全ての荷電粒子を検出することによって、このような実験が可能となる。

またエネルギー標識化された光子ビームを用いて $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$ 反応により Λ を生成すれば、 K^+ の運動量測定から Λ ビームの運動量を測定することが可能となる。この場合には E40 実験と同じ手法で水素標的の周囲に CATCH システムを設置することにより Λp 散乱事象の検出が可能となる。光子ビームを用いた場合は中間子ビームを使う場合と比較して Λ の生成断面積が小さくなるため、それを補うには光子ビームの高強度化や高計数率に対応できるスペクトロメータのアップグレードなどが必要となる。

$S=-2$ の散乱実験については、約 1.8 GeV/c の $p(K^-, K^+) \Xi^-$ 反応で Ξ^- を生成することにより、 $\Xi^- p$ チャンネルの測定が可能である。ただし、この場合には、 Ξ^- の運動量は 600 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、液体水素中での静止 Ξ^- 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。最近では ΛNN の 3 体力を調べるために、非常に精密な Λ ハイパー核分光と理論計算を比較して、この 3 体力の効果を引き出すという提案もされている。このような理論模型を支えるベースとして、2 体の ΛN 相互作用を実験的に明らかにすることが非常に重要である。DAΦNE のような施設で $\phi \rightarrow K^+ K^-$ からの低エネルギーの K^- を液体水素 TPC(要開発、R&D が進行中) 内部に止めて効率的に低エネルギーの Λ および Σ を生成し、これらのハイペロンが液体水素中の陽子と散乱する反応をバイアス無しに記録する最新版泡箱検出器のようなシステムが出来れば、非常に強力な実験手法になると考えられる。ただしこのような実験を実現するためには多くの検出器の R&D が必要である。

Λn 相互作用の測定

ΛN 相互作用において NN 相互作用に比べて遙かに大きな荷電対称性の破れ (CSB) が存在することが明らかになった。この原因は未だ解明されておらず、 Λ - Σ 混合を考慮した理論的な研究も進展しつつあるが、 ΛN 相互作用に関する我々の知見は十分とはいえない。特にこれまで十分な精度で測定されていない Λn 相互作用を調べる必要がある。実験的に可能な方法として、 $\gamma + d \rightarrow K^+ + \Lambda + n$ 反応における終状態相互作用から、 Λn 相互作用の情報を得ることが考えられる。生成閾値近傍で終状態相互作用の効果は強く現れ、その効果は K^+ の生成断面積の変化として測定可能である。東北大 ELPH において、そのような実験の準備が進んでいる。

$S=-3$ の相互作用

ΩN 相互作用は、10 重項バリオンと 8 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 8 重項バリオン間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。 Ω^- は 10 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。10 重項バリオンと核子の相互作用の中でも ΔN 相互作用は、 2π 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。10 重項-8 重項バリオン相互作用の理論的な枠組みの構築と ΩN 相互作用の直接測定により、核力研究に対して新しい知見が得られる。

測定方法としては、原子核乾板中に Ω^- を静止吸収させる実験や、 Ω 核分光、 ΩN 散乱実験、 Ω 原子の X 線測定等が考えられる。中でも、 Ω 原子 X 線測定は、 Ω^- 一核ポテンシャルと同時に、 Ω^- 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 (Ω^- 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、 Λ 核の非中間子崩壊により調べることができる。相互作用のスピンの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。

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

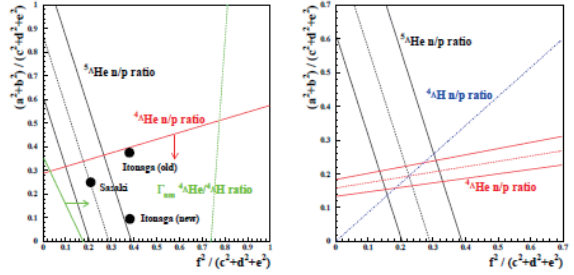


図 4.8: $\Delta I=1/2$ を仮定した場合の振幅と $^4_\Lambda\text{H}$, $^4_\Lambda\text{He}$, $^5_\Lambda\text{He}$ の np 比の関係。

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 $1/2$ である反応が起こりやすい ($\Delta I=1/2$ 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かは自明ではない。4,5 体系 Λ 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 $\Delta I=1/2$ ルールの成立の可否がわかる (図 4.8)。 $^5_\Lambda\text{He}$ 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、 $\Delta I=1/2$ を仮定した場合のアイソスピン構造を決定する。

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、 π^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。

[基本的問題 2] ハドロン多体系

中間子ビームによる Λ, Σ 核分光研究

In-flight (K^-, π^-) 反応によって Λ 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、(π^+, K^+) 反応による Λ 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 Λ 核の生成および分光研究が行われてきた。

前述したようにカウンターによるハイパー核研究は、1970年代にCERNで($K^-_{\text{stopped}}, \pi^-$)反応実験に始まった[12]。その後は、反跳の小さい Λ を生成するin-flight(K^-, π^-)反応を用いた手法が開発され、 p 殻領域の Λ 核が盛んに研究された。その結果、通常核とは違い Λ のspin-orbit splittingが小さい、すなわち、 ΛN 間の LS 力が小さいことがわかった[57]。さらにBNL-AGSで始まった(π^+, K^+)反応を用いた手法[58]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[13]を用いることで、1.5 MeV_{FWHM}の分解能を達成し、KEK-PSで大きく進展した。

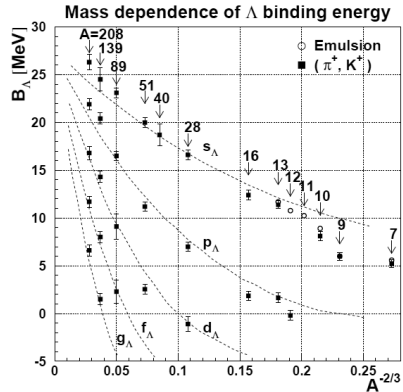


図 4.9: B_Λ の質量数依存性。

E140a 実験では、 p 殻領域から ^{208}Pb に至るまでの広い領域における Λ 核の励起スペクトルを測定し、 Λ 粒子のポテンシャル内での 1 粒子軌道描像が成り立つことを確認し、ポテンシャルの深さが核子の 50 MeV に対して 31 MeV と、核子に比べ Λ の相互作用が弱いことを明らかにした(図 4.9)[59]。

また、 $^{12}_\Lambda\text{C}$ 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 Λ 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、状態混合やそれを引き起こす ΛN 相互作用の詳細についての重要な知見が得られた[60]。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除律によって禁止される軌道に Λ 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[61]。また、分解能を向上させた E369 実験では、中重 Λ 核、 $^{51}_\Lambda\text{V}$ 、 $^{89}_\Lambda\text{Y}$ を測定し、特に $^{89}_\Lambda\text{Y}$ においては、 Λ 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] (図 4.6)。これは当初 Λ の LS ポテンシャルによる spin-orbit splitting と解釈されたが、 γ 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。

Σ 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 Σ 核はアイソスピン $I=1/2$ 状態 ($^4_\Sigma\text{He}$) のみ束縛し、 Σ - 原子核ポテンシャルには強いアイソスピン依存項 (Lane-term) が存在することがわかった[62]。また、重い Σ 核については、SKS を用いて (π^-, K^+) 反応スペクトルを C, Si, Ni, In, Bi 標的で測定し、 Σ - 原子核ポテンシャル及びその源となる (スピン・アイソスピンで平均した) ΣN 相互作用が斥力であることが分かった[63, 64]。J-PARC E10 実験での $^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ 反応スペクトル[65]の解析で得られた Σ^- - ^5He ポテンシャルでは、 Σ^-n チャンネル ($I=3/2, S=1$) の状態からくる非常に強い斥力が寄与して 40 MeV という E438 実験で得られた値より強い斥力となった[66]。 ΣN 相互作用の P 波成分については、J-PARC E13 実験において、 $^4_\Sigma\text{He}$ の励起状態 (1^-) のレベルエネルギー励起強度により調べる研究が進められている[67]。

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 g/cm² 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^-, π^-) 、 (π^+, 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 Λ 核分光では、対象が陽子・中性子数のほぼ等しい Λ 核に限られる。一方、電荷を 2 つ変える (π^-, K^+) 反応では、 Λ 核の生成断面積は (π^+, K^+) 反応に比べておよそ 1/1000 ではあるが、中性子数の多い Λ 核の生成が可能である。中性子過剰 Λ 核の研究を

通じて、高密度核物質である中性子星内部コアのような中性子過剰の環境下での Λ の相互作用の情報が得られる。

KEK-PS E521 実験では (π^-, K^+) 反応を用いて $^{10}_{\Lambda}\text{Li}$ の分光に成功した [68]。その後行われた J-PARC E10 実験では ^6H 核を $^6\text{Li}(\pi^-, K^+)$ 反応によって探索したが、欠損質量スペクトルの束縛領域に事象はほとんど観測されず、生成断面積の上限値 1.2 nb/sr を得た [69]。その後の解析によってこの上限値はさらに下がって、0.56 nb/sr となっている [65]。この結果は、静止 K^- 反応による FINUDA 実験で 3 事象見つかったとする報告 [70] と矛盾し、今なお議論が続いている。

電子ビームによる Λ 核分光研究

Λ 核は従来 K^- , $\pi^\pm$, 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 Λ を生成し、欠損質量法による分光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、ということを証明したのは 2000 年に JLab Hall-C 実験室において行われた E89-009 実験 (HNSS)[15, 71] である。この実験ではハイパー核の $(e, e'K^+)$ 反応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 スプリットポールスペクトロメータを組み合わせてそれぞれ 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を用いることで $(e, e'K^+)$ 反応によるハイパー核分光研究が 1 MeV_{FWHM} を切る高分解能で可能であることを証明した。

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 [72]。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)[73]、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 Λ 核の研究が本格化した。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。

JLab における三代に渡る実験により、 Λ , Σ^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 Λ 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 $p(e, e'K^+)\Lambda$, Σ^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 Λ 核に対する精密クラスター計算との比較から ΛN 相互作用の荷電対称性の破れ (CSB) に関する新たな知見が得られた。さらに、精密殻模型計算で予言されるラムダハイパー核のコア核の励起状態を明確に観測することに成功し、 Λ 核電磁分光法が確立した [74, 75, 76]。

特に Λ 核電磁分光法による成果で強調しておきたいものの一つが質量数 (A) 7 の Λ 核である。これらの中でこれまで、存在は知られていたものの唯一 B_Λ が測定されていなかった ${}^7_\Lambda\text{He}$ は中性子ハロー核である ${}^6\text{He}$ に Λ 粒子が束縛した極めてユニークな原子核である。JLab における高品質電子線を用いることで初めて ${}^7_\Lambda\text{He}$ の基底状態エネルギーの測定に成功した [77]。精密クラスター計算 [78] と質量数 7 の Λ 核アイソスピン三重項 (${}^7_\Lambda\text{He}$, ${}^7_\Lambda\text{Li}^*$, ${}^7_\Lambda\text{Be}$) の B_Λ を比較することにより、 $A = 4$ 体系、 ${}^4_\Lambda\text{H}$, ${}^4_\Lambda\text{He}$ の間での CSB がそのままの形では $A = 7$ 体系では成り立たないことが分かった。軽いハイパー核の CSB に関する議論の再燃が、過去の $A=4\Lambda$ の核データを、最新技術を用いて再測定することの重要性の認識へと繋がり、後述する γ 線分光法による ${}^4_\Lambda\text{He}$ の励起エネルギーの精密測定、崩壊 π 中間子分光法による ${}^4_\Lambda\text{H}$ の基底状態エネルギーの測定へと研究が展開した。

(解説) アイソスピンと荷電対称性・荷電独立性

陽子 (p) と中性子 (n) の 2 つのバリオンは原子核の構成要素であることからまとめて “核子 (N)” と呼ばれ、電荷が異なるものの質量やスピンなど似たような性質を持つ。この類似性から、スピン量子数の取り扱いを取り入れた「アイソスピン」という量子数が導入され、 N のアイソスピン (I) の大きさを $1/2$ ($|I| = 1/2$) とし、アイソスピンの z 成分 (I_z) が $+1/2$ のものを p 、 $-1/2$ のものを n としてこれらを “同一粒子の異なる状態” として扱った。 N が u, d クォークから構成されることが知られてからは、似た性質を持つ u, d クォークがそれぞれ $I_z = +1/2, -1/2$ を持つとみなし、3 つのクォークのアイソスピンの合成から p と n がそれぞれ $I_z = +1/2, -1/2$ を持つと考えられるようになる。 s クォークを 1 つと u, d クォーク 2 つから構成されるバリオンである Σ 粒子 ($|I| = 1$) には $\Sigma^+(I_z = +1)[suu]$, $\Sigma^0(I_z = 0)[sud]$, $\Sigma^-(I_z = -1)[sdd]$ があり、これらは質量などで似た性質を持つ。この $\Sigma^+ - \Sigma^0 - \Sigma^-$ は互いにアイソスピン空間での回転 ($|I|$ は変化せずに I_z が変化する) の関係にあり、この回転によって性質が変化しないことを「荷電独立性」と呼ぶ。荷電独立性よりも限定的な対称性である「荷電対称性」は、 $p - n$ や $\Sigma^+ - \Sigma^-$ の関係の様なアイソスピン空間での反転 ($|I|$ は変化せずに I_z の符号が逆になる) によって性質が変化しないことを指し、全ての u, d クォークの入れ替えに対して不変であることを意味する。

NN 相互作用はこのアイソスピンにより特徴付けられており、クーロン効果を差し引いた pp 間の散乱長 (α_{pp}) と nn 間の散乱長 (α_{nn}) が同程度であることから、荷電対称性が良く成り立つと考えられている。 NN 相互作用で記述される原子核もこの性質を引き継いでおり、例えば $N3$ つで構成される原子核の ${}^3\text{He}$ 核 ($I_z = +1/2$) [ppn] と ${}^3\text{H}$ 核 ($I_z = -1/2$) [pnn] はその基底状態の (クーロン効果を差し引いたもの) 束縛エネルギーがほぼ等しい。この様に p と n (クォークレベルでは u, d クォーク) を入れ替えた関係にある原子核「鏡像核」の性質が似ていることから、原子核構造において、荷電対称性は良く成り立つ概念として知られている。 ΛN 相互作用に着目すると、 $\Lambda[sud]$ は $I=0$ (さらに電荷を持たない) という性質であるため、単純に荷電対称性が成り立つ場合を考えると Λp 相互作用と Λn 相互作用は (クーロン効果を含めても) 同一と扱うことができるはずである。しかし、 Λ 核構造では ΛN 相互作用における荷電対称性が大きく破れていることを示唆する実験データが報告されており、長年の問題となっていた。近年、 Λ 核構造についての精度の良い実験データが報告されるようになり荷電対称性の破れの起源についてのヒントが得られつつある。

さらに ${}^7_\Lambda\text{He}$ の統計量を増やした実験により、 ${}^6\text{He}$ の非束縛励起状態に Λ 粒子を加えることにより束縛するようになった励起状態のエネルギーの測定にも成功し Λ 粒子の糊的役割 (glue-like role) を証明すると同時に、不安定原子核の非束縛状態を Λ 粒子により安定化し精密測定するという新たな研究手法の可能性を開いた [79, 80]。

また、 ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$ 核も従来の測定結果の 3 倍以上の分解能での測定に成功した [33]。 ${}^{10}_\Lambda\text{Be}$ 、 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$ 核における B_Λ の詳細な比較、および過去の原子核乾板実験、 (π^+, K^+) 反応による Λ 核分光の結果を総合すると、これまでの (π^+, K^+) 反応により測定された B_Λ の基準として広く使われてきた ${}^{12}_\Lambda\text{C}$ 核の基底エネルギーに ~ 0.5 MeV のズレがあることが示唆される。これは $(e, e'K^+)$ 反応による Λ 核分光法がエネルギー絶対値を較正可能であることにより得られた知見である。

崩壊 π 中間子分光

Λ 核の弱崩壊から生じる π^- の測定自体は π^+, K^- といった中間子ビームを用いて古くから行われているが、 $(e, e'K^+)$ 反応を用いたハイパー核生成手法が確立したことにより、薄い標的を用いつつ十分な収量の Λ 核を得ることが可能となった。そのため、直接あるいはフラグメントとして電磁生成され静止した Λ 核の二体中間子崩壊からの単色 π^- の運動量測定を精度良く行い、これらの Λ 核基底状態のエネルギーを 100 keV 以下の精度で測定する電磁生成した Λ 核の“崩壊 π 中間子分光”が可能になった。本手法の分解能は主に π^- スペクトロメータの持つ運動量分解能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^+ 同定および十分な Λ 核の収量を確保するために高品質大強度の電子線を必要とする。また本手法では、高品質な一次電子線と ${}^{12}\text{C}$ 、 ${}^{181}\text{Ta}$ といった原子核との弾性散乱事象をスペクトロメータの運動量較正に用いることで、 B_Λ を ~ 100 keV の高精度、高精度で較正することを可能としている。

この研究は、当初、JLab で遂行する実験として HKS-HES Collaboration により立案されたが [81]、ビーム利用が柔軟で、かつ、実績のある 100 MeV/c 領域の高分解能電磁スペクトロメータ Spek-A,C と K 中間子検出器 Kaos が使用可能であるマインツ大学 MAMI-C において本格的に開始された。2012 年に行われた実験では 125 μm 厚の ${}^9\text{Be}$ 標的を用い、前述の ΛN 相互作用の CSB の研究で極めて重要な測定である ${}^4_\Lambda\text{H}$ 基底状態のエネルギーを 20 keV の精度 (precision) と 100 keV 以上の確度 (accuracy) で測定することに成功し (図 4.10)、本手法が確立した [2]。現在は一次電子線の新たなビームエネルギー較正法を開発することにより、スペクトロメータの運動量絶対値較正法を改善し、 B_Λ の確度をさらに一桁向上させる (~ 10 keV) ことを目指している。

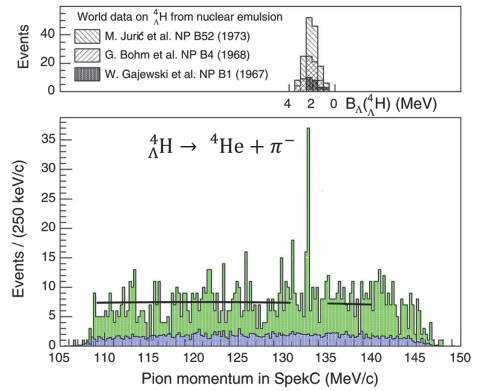


図 4.10: π^- 運動量スペクトル [2]。
 ${}^4_\Lambda\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + \pi^-$ によるピークの分解能は ~ 0.15 MeV/c FWHM。図上部には対応する原子核乾板によるスペクトルを示す。

ハイパー核 γ 線分光

γ 線分光は、通常核の構造研究において強力な手法として用いられてきた。ビームを用いて原子核の励起状態を生成し、そこから放出される γ 線を検出することで数多くの原子核の構造が解明されている。例えば、Ge 検出器を用いた γ 線分光は、束縛状態に限られるが励起エネルギーを数 keV という高分解能で測定できるため、原子核の精密構造の研究に極めて有効である。同様の手法はハイパー核の構造研究にも極めて効果的である。 Λ 核では、(NN 相互作用と比較して弱い) スピンに依存する ΛN 相互作用のために微細な準位構造が現れる (解説記事を参照)。(K^- , π^-) や (π^+ , K^+) 反応を用いた反応分光法では分離が困難なこの微細構造を γ 線分光法により測定することで、スピンの依存する ΛN 相互作用を引き出すことが可能である。

(解説) Λ 核構造と ΛN 間スピン依存力

Λ 核の低励起状態は、コア核と $0s$ 軌道の Λ が結合した状態である。 Λ が核中でパウリの排他律を受けないことや ΛN 相互作用が NN 相互作用に比べて弱いことから、コア核の状態が Λ の存在の影響を受けないという弱結合の描像がよく成り立ち、核内の ΛN 有効相互作用を自由空間における相互作用に結びつけることが比較的容易である。そのため、 Λ 核構造の研究が生じる ΛN 相互作用を知るための手段として精力的に進められてきた。 Λ 核の構造では、コア核の全角運動量 J がゼロでない状態が Λ を加えたことにより $J+1/2$ と $J-1/2$ のスピン二重項に分岐する。このエネルギー間隔はスピンの依存する ΛN 相互作用に支配されており、 ΛN 相互作用が弱いためにこのエネルギー間隔は 100 keV 以下となることもあり、この二重項構造は "ハイパー核微細構造" と呼ばれる。この微細構造を高分解能の測定により調べることで、以下のように ΛN 相互作用のスピン依存性の情報が得られる。

核内での ΛN の 2 体の有効相互作用ポテンシャルは以下の様に書ける。

$$V_{\Lambda N}(r) = V_0(r) + V_\sigma(r) \mathbf{s}_N \cdot \mathbf{s}_\Lambda + V_\Lambda(r) \mathbf{l}_{N\Lambda} \cdot \mathbf{s}_\Lambda + V_N(r) \mathbf{l}_{N\Lambda} \cdot \mathbf{s}_N + V_T(r) \mathbf{S}_{12}$$

ここで、 $\mathbf{s}_N (= \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}_N)$ は核子 (N) のスピン、 $\mathbf{s}_\Lambda (= \frac{1}{2} \boldsymbol{\sigma}_\Lambda)$ は Λ のスピン、 $\mathbf{l}_{N\Lambda}$ 及び $\mathbf{r}$ は $N\Lambda$ 間の (相対) 軌道角運動量及び相対位置座標を示す。また、 $\mathbf{S}_{12} = 3(\boldsymbol{\sigma}_\Lambda \cdot \hat{\mathbf{r}})(\boldsymbol{\sigma}_N \cdot \hat{\mathbf{r}}) - \boldsymbol{\sigma}_\Lambda \cdot \boldsymbol{\sigma}_N$ である。第一項の $V_0(r)$ はスピンを平均化した中心力であり、第二項以降がスピン依存力である。 $V_\sigma(r)$ はスピン・スピン力、 $V_\Lambda(r)$ は Λ スピンに依存するスピン軌道 (LS) 力、 $V_N(r)$ は核子スピンの依存する LS 力、 $V_T(r)$ はテンソル力にそれぞれ対応する。

p 殻の Λ 核を例に殻模型を用いて考えることにする。 p 殻の Λ 核の低励起状態は 4 個の s 軌道核子、1-12 個の p 軌道核子と s 軌道の Λ 粒子 1 個という配位をとる。4 つの s 軌道核子が関連するスピン依存力はキャンセルされ、 p 軌道核子 (p_N) と s 軌道の Λ (s_Λ) の間のスピン依存力の効果により Λ 核の各状態のエネルギーが決定される。 $V_\sigma(r)$, $V_\Lambda(r)$, $V_N(r)$, $V_T(r)$ それぞれについての s_Λ - p_N の相対波動関数による動径積分は各スピン依存力の平均的強さを表すパラメータとなり、 p 殻 Λ 核の各状態の励起エネルギーはこれら 4 つのパラメータの線形結合によって表現することができる。線形結合の係数は殻模型計算によって求めることができ、いろいろな状態の励起エネルギーについて線形結合式と測定値とを比較することで 4 つのパラメータを決めることができる。特に、4 つのスピン依存力のうち 1 つが支配的に二重項分岐に寄与するような特徴的な状態間エネルギーを測定することで、ほぼ独立に各々のパラメータを決定することができる。

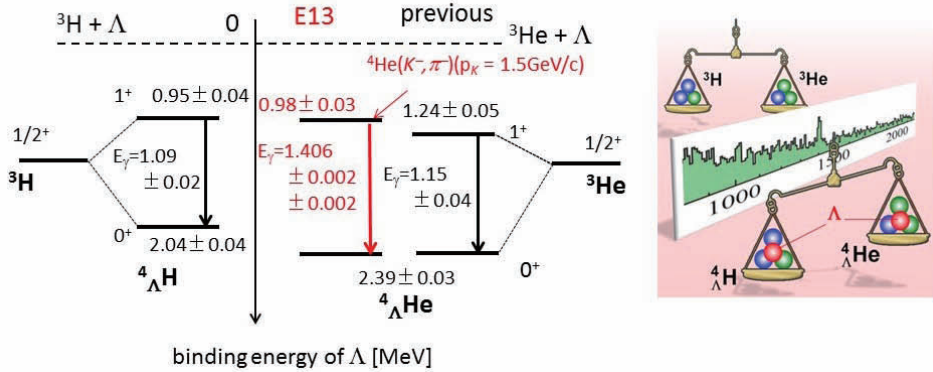


図 4.11: 4 体系 Λ 核の準位図。J-PARC E13 実験で大きな荷電対称性の破れ (CSB) が観測された [3]。

1970 年代から、NaI 検出器 (エネルギー分解能: $\sim 0.1 \text{ MeV}@1 \text{ MeV}$) を用いた Λ 核 γ 線分光がいくつか行われた。例えば、 ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の γ 線分光では、基底 2 重項 (基底状態の ${}^3\text{H}(1/2^+)$ と $0s$ 軌道の Λ 粒子のスピンの組み合わせにより生じる二つの状態、 1^+ , 0^+) のエネルギー間隔が測定され、スピンの依存する ΛN 相互作用の情報が得られた。一方、NaI 検出器よりエネルギー分解能が格段に良い Ge 検出器は、ハイパー核生成で一般的に用いられる中間子ビームに起因する膨大な高計数率・高エネルギー付与率のために使用することができなかった。

1998 年に、上記の問題を克服する特殊な Ge 検出器システム Hyperball が建設され、高分解能のハイパー核 γ 線分光が可能となった。Hyperball やその後継機である Hyperball-2 を用いて、KEK や BNL において Λ 核の γ 線分光が行われ、数多くの p 殻 Λ 核 (最外殻核子が p 軌道を占める Λ 核) の精密構造の解明 (${}^7_{\Lambda}\text{Li}$ [82, 83, 84, 85], ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$ [86], ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$ [87, 88], ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$ [88], ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$ [89], ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$ [89]) に成功した。これらの結果の中で、特に閉殻に近い核 (${}^7_{\Lambda}\text{Li}$, ${}^9_{\Lambda}\text{Be}$, ${}^{15}_{\Lambda}\text{N}$, ${}^{16}_{\Lambda}\text{O}$) の結果からスピンの依存する 2 体の ΛN 有効相互作用に関する理解が大きく進んだ [90]。その特徴として挙げられるのは、(1) ΛN 間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)、(2) その一方で核子スピンの依存する LS 力はある程度大きい (NN 間の LS 力の $1/10$ 程度)、(3) また、 NN 相互作用にはない反対称 LS (ALS) 力が大きな役割を果たしている、などである。なお、この傾向については、Hyperball を用いた実験結果からだけでなく、NaI 検出器を用いた ${}^{13}_{\Lambda}\text{C}$ の γ 線分光 [91] から同様の結論が得られている。一方で、 ${}^{11}_{\Lambda}\text{B}$, ${}^{12}_{\Lambda}\text{C}$, ${}^{10}_{\Lambda}\text{B}$ の準位構造に 2 体の有効相互作用だけでは説明できない部分があり [92]、 $\Lambda NN3$ 体力が重要な役割を果たしている可能性が指摘されている。この問題はハイパー核構造研究の今後の課題になっている。

上述のように、 p 殻 Λ 核の γ 線分光が精力的に行われてきたことと比較して、 sd 殻や s 殻の Λ 核については γ 線分光のデータは存在しない、あるいは、不足しており、スピンの依存する ΛN 有効相互作用に関する詳細な解析はなされていない。近年、J-PARC において大強度 K 中間子ビームが利用可能となり、生成反応断面積の小さい sd 殻 Λ 核やスピン反転状態の直接生成を必要とする s 殻 Λ 核の γ 線分光が可能となった。2015 年には s 殻 Λ 核 ${}^4_{\Lambda}\text{He}$ と sd 殻 Λ 核 ${}^{19}_{\Lambda}\text{F}$ の γ 線分光実験 (J-PARC E13 実験) が行われた。この実験では、大強度ビームが利用できるよう改良された新たな Ge 検出器

システム Hyperball-J が使用されている。 sd 殻における初の精密 γ 線分光となった $^{19}\Lambda\text{F}$ のデータから、これまでに報告されている p 殻 Λ 核の情報から予測される励起エネルギーと矛盾しない結果が得られており、 sd 殻に対しても二体の ΛN 有効相互作用に基づいて準位構造を説明できることがわかった [93]。また、 $^4\Lambda\text{He}$ の γ 線分光では基底 2 重項のエネルギー間隔 (1.4 MeV) の測定に成功し、鏡像 Λ 核である $^4\Lambda\text{H}$ のエネルギー間隔 (1.1 MeV) と大きく異なることが報告された (図 4.11)。これにより、長年問題となっていたハイパー核構造に現れる CSB の効果の存在が確認され、その効果が ΛN のスピン状態により異なることがわかった [3] (詳細は後述)。

ハイパー核の γ 線分光では、励起エネルギーの測定以外にも以下のような興味深いトピックスがある。通常核の γ 線分光では、励起状態の寿命測定を通じて核の波動関数の情報を持つ遷移確率の導出が行われている。同様な手法を用いて、 $^7\Lambda\text{Li}$ の励起状態の寿命測定から $B(E2)$ (換算遷移確率) が導出され、ハイパー核の大きさがコア原子核 ^6Li に対して 19% 縮んでいることが明らかになった [83]。また、 $^7\Lambda\text{Li}$ の弱崩壊後の娘核状態 ($^7\Lambda\text{Be}; 1/2^-$) から放出される γ 線収量の測定から、弱崩壊の分岐比 ($^7\Lambda\text{Li}(g.s.) \rightarrow ^7\Lambda\text{Be}(1/2^-)$) が決定され、 $^7\Lambda\text{Li}$ の基底状態のスピン (1/2) が決定されている [94]。

重イオンビームによるハイパー核生成

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の多様なハイパー核を生成できる可能性があることや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注目されている。

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 [95] 及び Dubna で行われた実験 [96] の 2 例の報告があるのみであった。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 [97] 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 ($\overline{^3\Lambda\text{H}}$) を観測したとの報告 [18] があり、注目を集めている。

$^3\Lambda\text{H}$ は、 p 、 n 、 Λ 一個ずつから成る最も単純なハイパー核であり、ハイパー核研究の黎明期より様々なモデル計算が行われてきた。 $^3\Lambda\text{H}$ は、 Λ の束縛エネルギーがわずか 0.13 MeV という Λ が非常に浅く束縛した状態であるため [98]、自由空間中の Λ 粒子と同程度の寿命 ($\tau \sim 260$ ps) を持つと考えられてきた [99]。一方、実験的な $^3\Lambda\text{H}$ 寿命の測定は、その生成の困難さから、2010 年までは泡箱実験・原子核乾板実験による誤差の大きな結果しかなく [100]、自由空間中の Λ 粒子と同程度の寿命と矛盾していなかった。

しかし、2010 年頃より GSI, RHIC, LHC における重イオンビームによるハイパー核生成実験が成功を収め、 $^3\Lambda\text{H}$ の寿命を高精度に測定することに成功し [101, 18, 102]、従来、信じられていた自由空間中の Λ の寿命と同程度という結果よりはるかに短い ($\tau \sim 180$ ps) 実験結果を与えた。0.13 MeV という極めて浅い Λ の束縛エネルギーと、この自由空間中の Λ より短い寿命を同時に説明することは、現在の我々のハイパー核に対する知見では難しく、 $^3\Lambda\text{H}$ パズルと呼ばれている。

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 [103]) が開始され、最初のデータ収集を 2010 年に行った。この実験では、核子あたり 2 GeV の ^6Li ビームを ^{12}C 標的にあて、生成した Λ 、 $^3\Lambda\text{H}$ 、および $^4\Lambda\text{H}$ を不変質量法によって同定して、その寿命 [101] 及び

生成断面積 [104] を導出した。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。

核媒質中でのハドロンの性質変化

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、 ϕ 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一つである。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 ϕ 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) ϕ 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) レプトン対測定のための技術的困難さ、などの理由から高精度での ϕ 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 ϕ 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 ϕ 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 ϕ 中間子の電子対崩壊に対して、質量分解能 1% で ϕ 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 [105]。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一つである。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 ϕ 中間子または K 中間子の質量が変化すると ϕ 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 ϕ 中間子に関するもう一つの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 ϕN 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、 ϕN 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。

ハドロן多体系 今後の研究

荷電対称性の破れ (CSB) の効果

強い相互作用に関する荷電対称性は、原子核物理における基本的な対称性として知られている。 NN 相互作用では、この荷電対称性の性質が色濃くあらわれており、 NN 相互作用で記述される原子核の構造もまた荷電対称性が良く成り立つことが知られている。3 体系鏡像原子核である ${}^3\text{H}$ と ${}^3\text{He}$ の場合、クーロン効果の影響を差し引いた基底状態の束縛エネルギーの差は約 70 keV であることが知られており、荷電対称性がよく成り立っている (CSB は小さい)。この差は中間子交換モデルにおいて ρ^0 - ω アイソスピン混合により説明されている [106]。

NN 相互作用と対照的に、 ΛN 相互作用においては荷電対称性が大きく破れていることを示唆するデータが存在し、ストレンジネス核物理における長年の問題の一つとなっている [107]。特に注目を集めているのは、4 体系の鏡像 Λ 核 (${}^4_{\Lambda}\text{H}$ と ${}^4_{\Lambda}\text{He}$) の準位構造に現れる荷電対称性の破れの効果であり、その研究は 1960 年代から行われている。この準位構造の解明を目指した測定として、1970~90

年代に原子核乾板を用いたハイパー核基底状態の質量分析や NaI 検出器を用いた基底 2 重項 ($1^+, 0^+$) 間の励起エネルギー測定の結果が報告されている。

近年、CSB に関する理論、実験の研究が進むことにより 4 体系鏡像 Λ 核に関し最新の実験技術での再測定の必要性が認識され、一部実施されている。 ${}^4_\Lambda\text{H}$ に関しては、ドイツ MAMI において、弱崩壊 π 中間子分光法という新しい実験手法を用いた ${}^4_\Lambda\text{H}(0^+)$ の B_Λ の高精度・高確度の測定に成功し、原子核乾板を用いた過去の実験データと矛盾しない結果が得られた [2]。また、 ${}^4_\Lambda\text{He}$ に関しては、J-PARC ハドロン実験施設での γ 線分光実験により、 ${}^4_\Lambda\text{He}(1^+)$ の励起エネルギーの高精度測定に成功し、NaI 検出器を用いた過去の実験により報告されていた励起エネルギーの誤りを発見し、新たな測定値を確定した [3]。これらの新たな実験により、現在、図 4.11 に示すように 4 体系 Λ 核の準位構造の解明が進んでいる。鏡像 Λ 核 (${}^4_\Lambda\text{H}$ と ${}^4_\Lambda\text{He}$) の間で Λ の束縛エネルギーを比較すると、 0^+ 状態では 350(50) keV の大きな差異がある一方で、 1^+ 状態では差異が 30(50) keV ととても小さい（もしくははない）ことがわかる。このことから、 ΛN 相互作用では荷電対称性が大きく破れていることが確認されると共に、CSB の効果が ΛN のスピン状態により異なることが確認されたこととなり、CSB の起源解明のための大きなヒントとなっている。

最近では、これら最新の測定結果を用いたエネルギー精度の良い理論研究が活発になっており、4 体系 Λ 核の束縛エネルギー、励起エネルギーの高精度の測定が実現すれば、CSB の研究が更に進むと期待される。このような高精度の実験データの要請から、J-PARC における将来実験として、 ${}^4_\Lambda\text{H}$ の γ 線分光実験 (J-PARC E63 実験) が提案され、実現に向けた準備が進められている。また、JLab や Mainz では $(e, e'K^+)$ 反応分光を用いた ${}^4_\Lambda\text{H}$ 励起状態生成から励起エネルギーの高精度の測定実験が提案されている。一方、 ${}^4_\Lambda\text{He}(0^+)$ の B_Λ の高精度の測定については、 ${}^4_\Lambda\text{He}(0^+)$ の弱崩壊モードの問題から弱崩壊 π 中間子分光法を適応することができないなどの理由により、現在まで実現に至っていない。J-PARC ハドロン実験施設拡張計画に含まれる HIHR ビームラインにおける重要実験課題の一つであるハイパー核高分解能 (π^+, K^+) 反応分光実験などの新しい実験計画を推進する必要がある、今後の課題である。

また、 p 殻 Λ 核においても CSB の効果が現れると予測する理論研究 [108] があり、JLab では $(e, e'K^+)$ 反応分光法を用いたいくつかの鏡像 p 殻 Λ 核について束縛エネルギーの測定結果が報告されている [77, 79]。 γ 線分光による p 殻の鏡像 Λ 核の励起エネルギー測定データは不足しており、J-PARC における将来実験として (K^-, π^0) や (π^-, K^0) 反応といった荷電交換反応と γ 線分光を組み合わせた高精度の励起エネルギー測定が期待される。

状態混合と 3 体力

多数の核子が存在する原子核内では、 ΛN - ΣN 結合相互作用を ΛN 有効 2 体力と ΛNN 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 (Δ 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。 Λ 核の場合は、 Λ と Σ 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 Λ 状態と Σ 状態の混合が大きいと考えられる。

ΛNN 3 体力の寄与の可能性は、これまでの p 殻 Λ 核での γ 線分光で指摘されていたが、J-PARC E63 実験では、 ${}^{10}_\Lambda\text{B}$, ${}^{11}_\Lambda\text{B}$ の γ 線分光を行い、さらに詳細に調べる。他方、中性子過剰 Λ 核では ΛN - ΣN 結合による ΛNN 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。特に ${}^6_\Lambda\text{H} = ({}^5\text{H} + \Lambda)$ は、1.7 MeV 非束縛のコア核に Λ が入ると、 Λ の糊的役割により 2.6 MeV 程度束縛し、コヒーレント ΛNN 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 [109]、興味深い。実験としては、FINUDA 実験で静止 K^- 反応で 3 事象見つかったという報告 [70] がある一方、J-PARC E10 実験では、 ${}^6\text{Li}(\pi^-, K^+) {}^6_\Lambda\text{H}$ 反応で探索したが見つからず、生成断面積上限値 0.56 nb/sr を得た [65]。なぜこれほど断面積が小さいのか理論的な議論がなされている一方で、コア核の状態によっては ${}^6_\Lambda\text{H}$ は束縛しないという理論的解釈も存在する [110]。今後の $(e, e'K^+)$ 反応や (π^-, K^+) 反応での中性子過剰 Λ 核の系統的な研究が期待される。

${}^3_\Lambda\text{H}$ パズル – ${}^3_\Lambda\text{H}$ の寿命測定 –

前述したように、重イオンビームによるハイパー核生成により、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の寿命が高精度に測定されたが、その値は従来信じられていた自由空間中の Λ の寿命に対して有意に短く、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ パズルと呼ばれている [101, 18, 102]。ALICE 実験グループや HypHI 実験グループは、より高統計の重イオン衝突によるハイパー核生成実験を計画している。

(2019 年 6 月追記) 2018 年には、STAR Collaboration から、 $\tau = 142^{+24}_{-21}$ (stat.) ± 29 (syst.) ps との新しい結果が報告された [111]。また、ALICE 実験グループからは、Preliminary な測定値として $\tau = 237^{+33}_{-36}$ (stat.) ± 17 (syst.) ps と自由な Λ の寿命と矛盾のない値が報告されている [112]。

精度の高い ${}^3_\Lambda\text{H}$ 寿命はすべて重イオン衝突により作られた ${}^3_\Lambda\text{H}$ の飛行長分布から得られているため、まったく違った系統誤差を持つ実験として ${}^3_\Lambda\text{H}$ の崩壊時刻を直接測定するという寿命測定実験も複数計画されている。ひとつは、J-PARC ハドロン実験施設の大強度中間子ビームを利用した ${}^3\text{He}(K^-, \pi^0) {}^3_\Lambda\text{H}$ 反応や ${}^3\text{He}(\pi^+, K^0) {}^3_\Lambda\text{H}$ 反応による寿命測定実験。もう一つは、東北大学 ELPH の実光子ビームを利用した ${}^3\text{He}(\gamma, K^+) {}^3_\Lambda\text{H}$ 反応による寿命測定実験である。さらに、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の Λ 束縛エネルギーが 0.13 MeV よりも深ければ短い寿命も説明できるため、MAMI において確立した電磁生成したハイパー核の崩壊 π 中間子分光 (Decay Pion Spectroscopy) による ${}^3_\Lambda\text{H}$ の高精度・高確度の B_Λ 測定も計画されている。

これらのように、様々な実験計画が現在進行中であり、近い将来に ${}^3_\Lambda\text{H}$ パズルが解明されると期待される。

媒質中でのハドロンの性質

束縛された Λ 粒子の g -factor を、核内で Λ 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、 Λ 核の Λ の spin-flip による $J_{\text{up}} \rightarrow J_{\text{down}}$ の $B(M1)$ は、コア核のスピンおよび g -factor を J_c , g_c 、 Λ の g -factor を g_Λ 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 E63 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 ϕ 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 ϕ 中間子質量スペクトルの変化を、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。

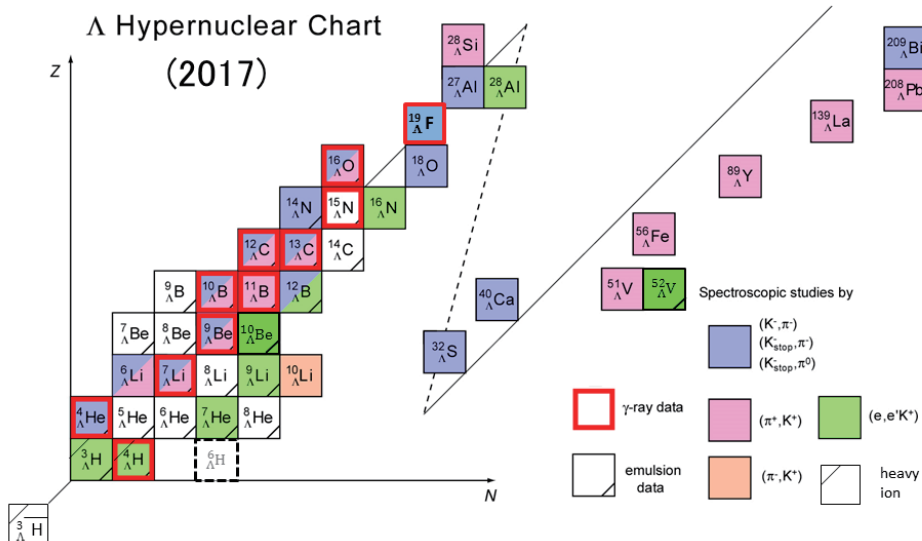


図 4.12: これまでに確認、研究された Λ ハイパー核の核図表。生成や調べられた反応も図中に示してある。 ${}^6_{\Lambda}\text{H}$ が存在するかどうかは議論中である。

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、 $pA \rightarrow \phi\phi X$ 反応を用いて ϕA 束縛状態を探索する J-PARC E29 実験や、SPring-8 の LEPS/LEPS2 実験においては $\gamma A \rightarrow \phi X$ 反応を用いて ϕN 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 4.12 にこれまで測定された $S = \mp 1$ の (反) Λ 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。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。

● 崩壊 π 中間子分光 (すでに確立)

前述のようにマインツ大学 MAMI-C において Be 標的を用いて電磁生成したハイパーフラグメントである ${}^4_{\Lambda}\text{H}$ の基底状態の質量を、その弱崩壊反応から生じる単色 π^- 中間子の運動量を精密測定することにより、100 keV 以上の精度で測定することに成功した [2]。今後はバックグラウンドの低減により、他のハイパー核の測定を目指す。特に ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ パズルの解決のためにはその寿命と B_{Λ} を精密に測定する必要がある、本手法を用いた ${}^3_{\Lambda}\text{H}$ の質量精密測定実験が検討されている。また、一次電子線の高精度エネルギー測定技術を開発することで、 π スペクトロメータのより高精度な運動量較正が可能になる。これにより Λ 束縛エネルギーの測定確度を数

10 keV まで向上することができると期待されている。

- **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検出器を開発する必要がある、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**

GSI において開始された HypHI 実験の発展を目指す。HypHI 実験グループは FAIR の Super-FRS 実験コラボレーションと協力し新しい実験手法の開発を行っている。その手法では、フラグメントセパレータの中間焦点面においてハイパー核を生成し、その周囲に設置したソレノイド型電磁石とそれに付随する検出器でハイパー核の崩壊から発生する π^- 中間子を測定する。さらに、崩壊で生成された残留核をフラグメントセパレータの後段で測定する。フラグメントセパレータのアクセプタンスが小さいことを積極的に利用することで、従来の HypHI 実験における問題の一つであったトリガー効率を大幅に改善でき、また残留核測定に関する運動量分解能もフラグメントセパレータが高分解能であるため HypHI の 10 倍以上改善される。このため統計は 10 倍以上、質量分解能は 2 倍以上改善されると期待されており、寿命測定の誤差も大幅に改善される。FAIR Phase 0 と Phase 1 における NuSTAR においては HypHI 実験グループが主導するハイパー核プロジェクトは 3 つの Day-1 実験の一つとなっており、上記の手法を用いた最初の実験は 2019 年に予定されている。

重イオンビームによるハイパー核生成は、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の可能性や多粒子相関の測定による YY 相互作用の情報を導出などが期待される。HypHI 実験の展開は、それらに向けた基礎的な研究としても重要である。

- **実光子ビームを用いたハイパー核生成**

ELPH におけるストレンジネス核物理に関する研究では、NKS2 検出器を用いた Λn 終状態相互作用の測定、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ の寿命の直接測定実験が計画されている。これらの実験では、アップグレードした電子加速器および光子標識化装置によって得られる最大 1.25 GeV の光子を利用して、 Λ や Λ 核を生成することになる。

- **γ -Weak Decay Coincidence 法**

γ 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 γ 線分光においては、弱崩壊で放出される π^- , π^0 , p と γ 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 Λ 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 Λ 核である。 Λ の糊的役割により、中性子過剰核の非束縛状態に Λ を加えるとその状態は束縛することがある。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過剰核 ${}^{11}\text{Be}$

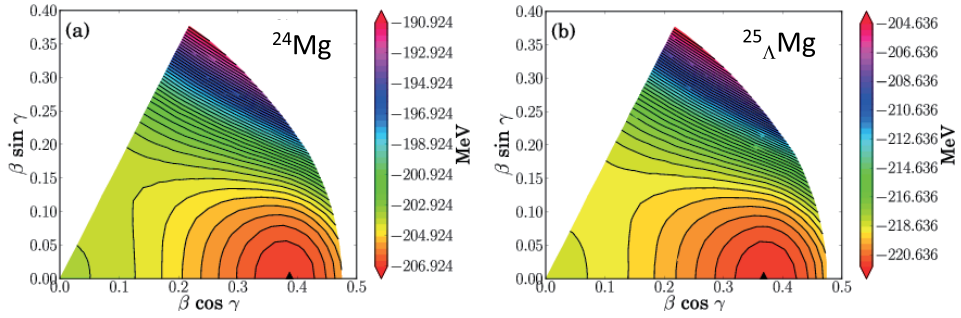


図 4.13: Skyrme Hartree-Fock + BCS 計算による ^{24}Mg 及び $^{25}_{\Lambda}\text{Mg}$ の Potential Energy Surface (PES)[113]. この図において、動径は、 β 方向の変形度、偏角は γ 方向の変形度を表す。ポテンシャル極小値を三角印で示す。 Λ 粒子が加わることで、極小値が β の小さい値にシフトし、PES が γ 方向にソフト化している。

に Λ を加えた $^{12}_{\Lambda}\text{Be}$ をはじめとする中性子過剰 Λ 核の系統的な分光を行う。生成反応には $(e, e'K^+)$ 反応や (π^-, K^+) 反応が考えられるが、特に後者の (π^-, K^+) 反応は生成断面積が小さいので、運動量分散整合を用いることによりビーム粒子の運動量を個々の測定を不要にし、 $10^8\text{--}10^9$ Hz のビームを扱うことを可能にする High-Intensity High-Resolution (HIHR) ビームラインの新設が必要である。HIHR では、ビーム強度を上げることができるだけではなく、運動量分解能も良いため $100\text{ keV}_{\text{FWHM}}$ 程度の精度でハイパー核分光実験が可能である。

中重～重い Λ 核高分解能分光

HIHR での (π^+, K^+) 反応や JLab での $(e, e'K^+)$ 反応を用いての中重～重い Λ 核の反応スペクトルを数 $100\text{ keV}_{\text{FWHM}}$ の分解能で測定し、 Λ 単一粒子エネルギーを精度よく決定し、バリオン間力の密度依存性や多体間力を調べる。これらの研究は“ハイペロン・パズル”を解く鍵となると期待される。

また、 $p_{\Lambda} \rightarrow s_{\Lambda}$ 遷移 γ 線の測定などから、重い Λ 核の spin-orbit splitting の精密測定など精密な構造研究を行う。

γ 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 Λ 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。

Λ 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 γ 線分光で測定することにより調べられる。特に、異粒子である Λ を混在させ、コア原子核の応答を調べることで、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}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、 Λ が引き起こす変形度の変化を変形パラメータ (β, γ) の2つの自由度について求めることができる (図 4.13)。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 Λ 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}Mg の基底状態での変形において、 γ 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、 Λ 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、 ΛN - ΣN 混合の影響や媒質効果を受けた (束縛された) Λ の磁気モーメントが測定できる。

[基本的問題 3] 高密度核物質の性質

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の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。

$\bar{K}N$ 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斥力的な散乱長 [114] を示した (“ K^- 水素原子パズル”)。この問題は 1997 年に KEK-PS E228(KpX) 実験 [19] 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 間の散乱長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 ϵ_{1s} 及び崩壊幅 Γ_{1s} が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 [115]。

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。少数の例外を除き、それらの結果は π^- 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できた。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 [116]。ただ K^- 原子データはカイラル SU(3) モデルから導出された約 50 MeV の深さを持つポテンシャルでも説明することができるため、定量的な理解にはより精密な実験データが必要である [117]。

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一見矛盾する。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 にも達しうる引力ポテンシャルの深さとも合わせて 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たことが知られており [20]、 $\bar{K}N$ の束縛状態と考えることで、 K^- 水素原子の $1s$ 状態の斥力的シフトを矛盾なく理解できる。

このように閾値以上での $\bar{K}N$ 相互作用に対する理解が進んだことにより、近年では閾値より下での $\bar{K}N$ 相互作用、すなわち $\Lambda(1405)$ に関する研究が精力的に行われている。 $\Lambda(1405)$ はカイラル SU(3)

モデルを用いた $\bar{K}N$ - $\pi\Sigma$ 結合チャンネル計算によると、その共鳴状態が2つの極を持ち結果的にその質量が $1420 \text{ MeV}/c^2$ 付近になると予想されている [118]。一方、現象論的な $\bar{K}N$ 相互作用を用いたモデルでは、その質量が $1405 \text{ MeV}/c^2$ になると予想され [119]、未だ議論が続いている。このような議論は実験によって終止符が打たれるべきであるが、実験技術の進歩によって近年ようやく精密な実験データが出始めてきた。SPring-8 での LEPS 実験や JLab での CLAS 実験は光生成反応を用いて生成した $\Lambda(1405)$ の $\pi\Sigma$ 崩壊チャンネルを測定し [121, 122, 123]、また、GSI の HADES 実験では $p + p$ 反応を用いて同様の測定が行われた [124]。特に CLAS 実験においては、実験的に初めて $\Lambda(1405)$ のスピン-パリティが $J^\pi = 1/2^-$ と決定された [125]。現在、 $\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma$ 反応を用いた実験 (J-PARC E31) による詳細な $\Lambda(1405)$ 測定によって、閾値以下での $\bar{K}N$ 相互作用の情報をより直接的に得る試みが行われている。

$\bar{K}$ 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 (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 [126]。この预言に基づき、BNL-AGS E930 実験では $^{16}\text{O}(K^-, n)$ 反応が測定された。その欠損質量分布の束縛領域に大きな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 [127]。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 [128]。しかし、E548 実験では崩壊粒子検出器での荷電粒子の検出という、形状解析のための理論計算とは異なる条件が課されている。この検出条件によりスペクトルが歪められている可能性が指摘されている [129]。そこで、J-PARC では 2015 年 11 月に $^{12}\text{C}(K^-, p)$ 反応の測定が行われた。この実験では、(K^-, p) 反応だけを測定し、理論計算と完全に同一条件のスペクトルを解析に用いることで、E548 実験における問題点が克服される予定である。

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」が実現することを预言した [119]。($^3_{\bar{K}}\text{H}^{I=0} = K^-ppn$ では束縛エネルギー 108 MeV 、全崩壊幅 32 MeV 。 $^2_{\bar{K}}\text{H}^{I=1/2} = K^-pp$ では束縛エネルギー 48 MeV 、中間子崩壊幅 61 MeV [120]。) また $^3_{\bar{K}}\text{H}^{I=0}$ 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 [119]。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 [130]、さらに統計・分解能を上げた E549 実験が行われた。その結果、 $3200 \text{ MeV}/c^2$ 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 $0.1 \sim 1\%$ 未満という生成率の上限が与えられた [131]。

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}C 標的上の静止 K^- 反応から back-to-back に放出される Λ と p の不変質量分布上のピーク構造として、预言値を大きく上回る束縛エネルギー $\sim 120 \text{ MeV}$ 、幅 $\sim 70 \text{ MeV}$ を持つ K^-pp 束縛状態が示唆された [132]。 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、 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る。

(2019 年 6 月追記) 実際、その後 DAΦNE で行われた AMADEUS 実験 (FINUDA 実験と同様 ^{12}C 標的上の静止 K^- 反応でほぼ同じような Λp 不変質量分布が得られた) では、2 核子吸収過程と残留核との再散乱から生ずる Λp 対によりスペクトラムをほぼ完全に再現できることが報告されている [133]。

また、過去に SATURNE 加速器 (Saclay, France) で行われた DISTO 実験 $p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$ (陽子の運動エネルギー 2.85 GeV) の再解析により、 K^+ の missing-mass 分布、 Λp 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 [134]。得られたシグナルが 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 [134])。一方、DISTO と同じ反応を異なるエネルギー (3.5 GeV) で測定した GSI の HADES 実験では、このようなシグナルは見つからなかった [135]。その物理的な原因として、 $pK^+\Lambda$ 終状態に対する中間状態の関与が議論されており、 $p + p \rightarrow p + \Lambda + K^+$ 反応の詳細を理解すべく様々なエネルギーでの実験データを用いた統一解析が現在計画されている。

日本においても K^-pp 探索に関する実験結果が報告されている。SPRING-8 における LEPS 実験では、 $d(\gamma, K^+\pi^-)$ 反応を用いた inclusive 測定が行われたが、有意なシグナルは見つからなかった [136]。このように、多大なバックグラウンドがシグナル領域に現れる inclusive 測定では、非常に小さい断面積が予想されるシグナルを探すのは困難である考えられる。これを踏まえ、全ての崩壊粒子を識別する exclusive 測定を用いた 2 つの K^-pp 探索実験が J-PARC において行われた。一つ目が E27 実験で、1.69 GeV/c の $d(\pi^+, K^+)$ 反応を用いて終状態を $\Lambda/\Sigma^0 + p$ と特定することにより、FINUDA/DISTO 実験と同様非常に深く束縛した K^-pp の存在を示唆する結果が示された (束縛エネルギー ~ 100 MeV、幅 ~ 160 MeV) [137, 138]。また、その崩壊分岐比を $\Lambda p/\Sigma^0 p \sim 1$ と初めて報告し、 K^-pp の構造を理解する上での重要な情報を示した。もう一つは E15 実験で、1.0 GeV/c の $^3\text{He}(K^-, \Lambda p)n$ 測定を行い、 Λp の不変質量分布において比較的浅い束縛領域に K^-pp の存在を示唆する結果が報告された [139]。これは、同じデータを用いた inclusive $^3\text{He}(K^-, n)$ 解析の結果と矛盾の無い結果である [140]。

(2019 年 6 月追記) この束縛状態の存在は、上記の統計量を 30 倍程度に増やした第 2 期の E15 実験において確認され、50 MeV 程度の束縛エネルギー・100 MeV 程度の崩壊幅を持つ状態であることが報告された [141]。(K^-, n) 反応の運動量移行量と Λp 不変質量分布で表される 2 次元空間において束縛状態の存在が運動学的に示されており、 K^-pp 束縛状態の存在を強く主張する結果となっている。さらには、平面波撃力近似 (PWIA) を用いてこの反応の形状因子を求めた結果、非常に興味深いことに K^-pp のサイズは 0.5 fm 程度であることが示唆された。より詳細な考察のために、理論的な考察が待たれる。

このように、先行実験、及び、E27 と E15 から $\bar{K}$ 中間子原子核 K^-pp の存在を示唆する結果が報告されているが、一方、否定的な報告も出されているのが現状である。また、 K^-pp の存在を示唆する結果においても、報告されている束縛エネルギーや幅は一致せず、 $\bar{K}$ 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。特に測定された崩壊チャンネルは非常に限定的であり、その構造に関する実験的な示唆はいまだに得られていない。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状況である [142]。 $\bar{K}N$ 相互作用の閾値以下における不定性

が大きく、 $\Lambda(1405)$ 精密測定や K^-pp 探索実験からのフィードバックが待たれる。また、 $\pi\Sigma N-\pi\Lambda N$ ダイバリオンという K^-pp とは全く異なる状態も理論的に予言されており、E27の結果はこの状態を起源としている可能性もある [143]。実験・理論両者において、さらなる $\bar{K}$ 原子核研究が望まれる。

高密度核物質の性質 今後の研究

$S=-1$ 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 Λ と Σ^- の相互作用あるいはポテンシャルの決定が重要となる。 Σ^-n 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 Σ^+p 散乱実験により決定できる。一方、中性子核物質中での Λ のポテンシャルについては、中性子過剰 Λ ハイパー核の系統的なデータが集まる中で明らかになると期待される。

$S=-2$ の相互作用とダブルストレンジネス系の研究

$S=-2$ のバリオン間相互作用の各チャンネルの大きさの決定が重要である。

$\Lambda\Lambda$ 相互作用については、NAGARA 事象により 1S_0 相互作用の大きさは決定された。また、後述する $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ 相互作用による $\Xi N-\Lambda\Lambda$ 混合や他の原子核構造の効果を取りいれれば、NAGARA 事象で決定した 1S_0 相互作用ですべての $\Lambda\Lambda$ 核を説明できるかがポイントとなる。

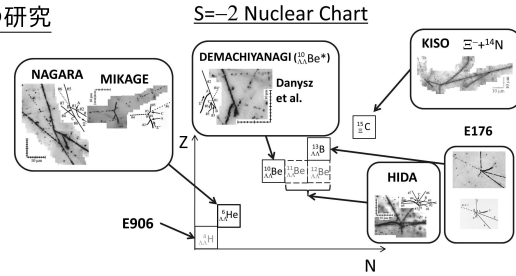


図 4.14: ダブルストレンジ核の核図表。

ダブル Λ 核と三核が存在する。

P 波相互作用は、 Λ 粒子のひとつが s 状態、もうひとつが p 状態となった $\Lambda\Lambda$ 核の励起状態のエネルギーが測定できれば決定できる。また、ハイペロン・パズルに関して、 Λ 間の P 波相互作用が斥力であれば中性子核物質の EOS は固くなり支えられ中性子星の質量は重くなるとの指摘 [144] もあり、その測定は重要である。

また、 $\Xi N-\Lambda\Lambda$ 混合の効果は、核子が fully-occupied ではない s 殻の $\Lambda\Lambda$ 核である $_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$ 、 $_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$ あるいは、 $_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$ の基底状態の質量に現れると期待される。 Ξ の相互作用については KISO 事象によって引力であることはわかったが、今後はその大きさの確定、スピン、アイソスピンチャンネル毎の相互作用についての情報を得ることが重要である。

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た 4 つの実験をあげる。

まず第一に、J-PARC E07 実験があげられる。この実験は、2016 年 5 月に実験が開始され、2017 年 6 月にはビーム照射が終了した。J-PARC での大強度・高純度の K^- ビーム、立体角を拡げた KURAMA スペクトロメータを用いることにより、これまでのハイブリッド法を用いて KEK-PS E373 実験の 10 倍にあたる 10^4 個の Ξ^- を原子核乾板中に静止させ、 $\Lambda\Lambda$ 核や Ξ 核 (図 4.14) を 100 事象発見・観測する。また、Ge 検出器 (Hyperball 検出器) で Ξ^- 吸収に伴う Ξ^- 原子の X 線を測定する。さらに、KISO 事象を発見したカウンター系による (K^- , K^+) 反応を要求しない全面スキャン法により、さら

に 10 倍の事象を観測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、 ${}_{\Lambda\Lambda}^4\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{H}$, ${}_{\Lambda\Lambda}^5\text{He}$ やその他 p 殻の $\Lambda\Lambda$ 核の情報から、より詳しい $\Lambda\Lambda$ 相互作用や ΞN - $\Lambda\Lambda$ 混合の情報がわかる。

ΞN 相互作用については、 Ξ^- 原子 X 線測定でレベルシフトを見ることにより、核表面付近の Ξ^- 原子核ポテンシャル、また、 Ξ^- が C, N, O などの原子核に吸収された後に Λ 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、 Ξ^- 原子や Ξ 核が観測され、情報が得られる。 Ξ 核については、複数事象を観測することによって Ξ 核状態幅も決定できるかもしれない。

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 ダイバリオンは、 $H \rightarrow \Sigma^- p$ のような崩壊をされているので、 $\Lambda\Lambda \rightarrow \Sigma N$ のようなモードの分岐比が大きければ、核内の $\Lambda\Lambda$ は H となっている可能性がある。

第二番目として、 Ξ^- -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。 Ξ^- -Fe 原子の $(n, l) = (5, 4)$ の状態は Ξ^- 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、 Ξ^- 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 Ξ 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 Ξ 核分光である。前述したように、E05 実験のパイロットランでは、これまでにない 6 MeV_{FWHM} という分解能で測定を行い、束縛状態のピークは観測できなかったものの、その存在を示唆するスペクトルを得た。今後、建設中の、 S -2 S スペクトロメータを用いて、3 MeV_{FWHM} の分解能かつ高統計で ${}^{12}_{\Xi}\text{Be}$ を測定する。この実験で Ξ 束縛状態が観測できれば、そのエネルギーから Ξ の原子核ポテンシャルの深さとその源である (この核の spin/isospin で平均した) ΞN 相互作用の大きさが決定できる。状態幅が測定できれば、 ΞN , $\Xi N \rightarrow \Lambda\Lambda$ の情報が得られる。

Ξ 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 Ξ 核分光実験の方向性を決定づける。幅が広い、すなわち、 Ξ ポテンシャルの虚部が大きい場合には、 ΞN - $\Lambda\Lambda$ 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 Λ が s 状態に入った状態) は生成できず、1 個の Λ 粒子は p 状態にある励起状態を生成すると考えられており、 $\Lambda\Lambda$ 核の励起状態や $\Lambda\Lambda$ の P 波相互作用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。

Ξ 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 3 つの方向が考えられる。まず一つは、広い質量数領域での Ξ 核の分光を行い、質量数依存性を調べることである。 Λ 核分光で行ったように Ξ 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、 Ξ^- 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出現するかも興味深い。

二つめとしては、スピン、アイソスピンチャンネル毎の ΞN 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、 Ξ 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測定するには、 ${}^5_{\Xi}\text{H}=(\alpha\Xi^-)$ の研究が適しているが、 (K^-, K^+) 反応で直接生成することができない。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 [145]。

三つ目は、 (K^-, K^0) 反応による Ξ 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 だけ変える ($\Delta I=1$) のに対して、 (K^-, K^0) 反応は、 $\Delta I=0$ の状態も励起できる。このような実験

を実現するためには $K_s \rightarrow \pi^+\pi^-$ を検出するスペクトロメータ (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 ($K^-, \bar{K}^0$) か区別がつかないことである。そのためには前述 (基本的問題1 J-PARC E42 実験) した HS と組み合わせ、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。

第四の実験は前述の H ダイバリオン探索実験 E42 である。この実験で用いる HS は、 H ダイバリオン探索だけではなく、原子核標的を用いた系統的な実験で $\Lambda\Lambda$ 相互作用の原子核依存性を調べるのにも使用することができる。これから、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。

$\bar{K}N$ 相互作用と K^- 原子の研究

閾値以上での $\bar{K}N$ 相互作用に関しては既に述べたように K^-p 相互作用については理解がかなり進んでいる。しかし K^-p 系の実験データだけでは $I=0$ と $I=1$ の成分を分離できない。純粋に $I=1$ である K^-n のチャンネルは中性子標的が用意できないため、代わりに K^-d 系の実験データを取得する必要がある。特に K^- 重水素 (K^-d) 原子の $2p \rightarrow 1s$ 遷移 X 線分光は相互作用に閾値付近で強い制約をかけるために重要であるが、X 線幅が広く (~ 1 keV) かつ X 線収量が極めて低いため、いまだに測定に成功していない。そこで J-PARC E57 実験ではシリコンドリフト検出器を多数使い、冷却による時間分解能の向上、円筒型飛跡検出器による標的領域の選択するなどの実験技術を駆使してバックグラウンドを低減し、 K^-d 原子 X 線の初測定を目指す。また $\bar{K}$ -原子核相互作用の精密測定のための実験も計画している。J-PARC E62 実験では $K^-^3\text{He}$ 及び $K^-^4\text{He}$ 原子の $3d \rightarrow 2p$ 遷移 X 線を超伝導 X 線検出器 (TES 検出器) を用いて測定する。従来の実験の約 10 倍の精度で強い相互作用による $2p$ シフトを測定することによってポテンシャルが浅いか深いか、の問題に決着をつけることができると期待されている。

一方、閾値以下での $\bar{K}N$ 相互作用の解明には $\Lambda(1405)$ の詳細な理解が欠かせないが、現状ではその質量すら $1405 \text{ MeV}/c^2$ か $1420 \text{ MeV}/c^2$ なのか議論が尽きない状況である。2015 年から本格的に始まった J-PARC E31 実験では、より直接的に閾値以下での $\bar{K}N$ 相互作用の情報が得られる $\bar{K}N \rightarrow \pi\Sigma$ 反応に着目し、 $K^-d \rightarrow \pi\Sigma n$ 反応で得られる $d(K^-, n)$ スペクトルを詳細に調査する。特に、3つの異なる崩壊モード $\pi^\pm\Sigma^\mp, \pi^0\Sigma^0$ に対するスペクトルを測定し、それらを様々な理論計算と比較することにより $\bar{K}N$ 相互作用の強さを得る事を目的とする。また、J-PARC に新たに建設が予定されている Hyp-TPC を用いた $p(\pi^-, K^0)$ 反応測定により、 $\Lambda(1405)$ からの放射性崩壊 ($\Lambda(1405) \rightarrow \Lambda(\Sigma^0)\gamma$) を初めて測定し、その内部構造を確かめる計画も進行中である。一方、SPRing-8 で準備の進む LEPS2 実験では大強度高偏極度の光子ビームを用いた $\gamma p \rightarrow K^{*+}\Lambda(1405)$ 反応による $\Lambda(1405)$ の質量分布の精密測定が計画されている。同反応では、直線偏光軸に対する K^{*+} の崩壊面の角度を選択することにより $\bar{K}N$ に強く結合する状態を強調することができるため、 $\Lambda(1405)$ の内部構造について有益な情報を得ることが可能である。また LEPS2 実験では、大立体角検出器群の特徴を生かし、 $\pi^0\Sigma^0$ 、 $\pi^\pm\Sigma^\mp$ 崩壊モードの同時測定を行う予定である。各々の崩壊モードの質量分布を理論予測と比較することにより、干渉効果の検証も可能となる。

$\bar{K}$ 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 束縛状態の存在を確認することが非常に重要である。今後は、これまで報告されてきた実験結果をさらに精査すべく高統計/高精度な実験を行い、その構造の起源に迫る。

- スピン/パリティの決定

K^-pp 束縛状態は $J^P = 0^-$ と理論的に予想されている一方、 $\pi\Sigma N$ - $\pi\Lambda N$ ダイバリオンは $J^P = 2^+$ と考えられる。高統計かつ、大立体角のデータを用いて実験的にスピンやパリティを決定することにより、 K^-pp 束縛状態の存否に決着を付ける。

- 中間子崩壊チャンネルの測定

理論的に K^-pp は $\pi\Sigma N$ チャンネルに強く結合すると予想されており、 K^-pp 束縛状態の存在を確認するうえでも $\pi\Sigma N$ 崩壊チャンネルは重要である。したがって、これまで行われてこなかった K^-pp 系の中間子崩壊チャンネルを測定し、 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可能性がある。

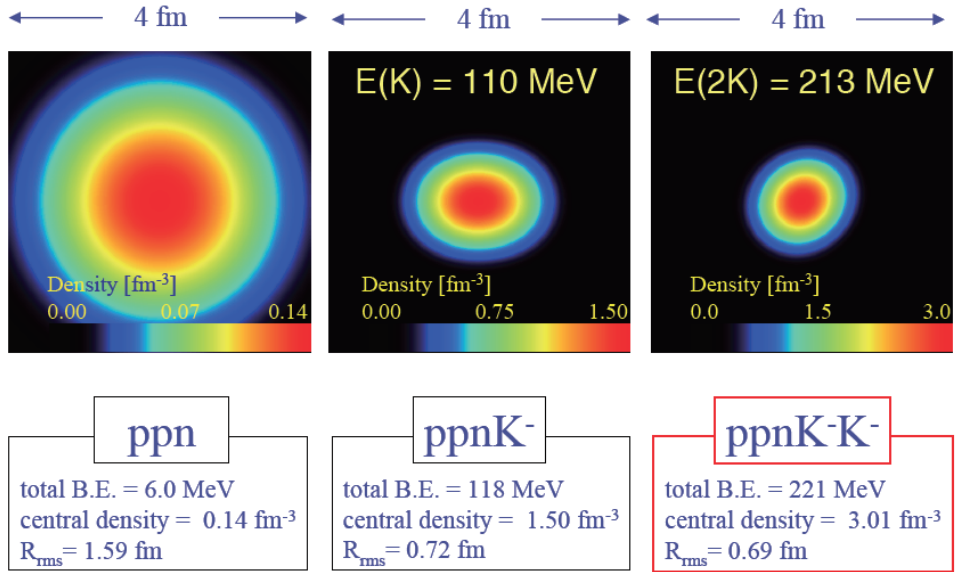
- 反応/生成機構の理解

これまでの測定は反応チャンネル/運動量移行の大きさが様々で、各々異なる結果を報告している。終状態に至る中間状態を理解することを含め、今後はその反応/生成機構を調べることが、実験的にも理論的にも重要となる。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) に関する議論が可能であると期待できる。

このような系統的な測定を行うため、J-PARC E27 実験を発展させ、 π^+d 反応を Hyp-TPC を用いて測定する計画が議論されている。J-PARC E15 では円筒形検出器システム (CDS) に薄型中性子検出器を追加することにより、 $K^-+{}^3\text{He} \rightarrow X+n$ 反応の $\pi\Sigma N$ 中間子崩壊測定を目指す議論が進んでいる。また SPring-8 で LEPS2 実験においても光生成反応を用いた K^-pp 探索実験が予定されている。同実験では大立体角 LEPS2 スペクトロメータを用いた exclusive 測定が可能であり、 Λp 崩壊モードに加えて $\Sigma^0 p$ 崩壊モードでの探索が行われる予定である。

K^-pp の束縛状態の存在が確認された後には、 K^-pp がきれいに見えた反応を用いて標的を変え、重い $\bar{K}$ 核を探索する。重い $\bar{K}$ 核では系が複雑になるため、きれいな 2 体崩壊モードは期待できないが、 $K^-ppn(K^-ppp) \rightarrow \Lambda + p + n(p)$ 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 [147]。

さらには、図 4.15 に示すように、2 つの $\bar{K}$ からなる $\bar{K}$ 中間子原子核は原子核密度を十分超えるような高密度になるとの計算結果が AMD 計算により示されている [148]。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出来、 $S=-2$ ダイバリオン研究とも密接に絡む事項である。また、このような多数の $\bar{K}$ から構成される系は、 $\bar{K}\bar{K}$ 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 $\bar{K}$ 核は三核よりはるかに励起した状態であり、その生成には三核の生成に用いた (K^-, K^+), (K^-, K^0) 反応が使える。ただし、崩壊粒子の検出はこれまで以上に重要になる。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。


 図 4.15: AMD 計算による $\bar{K}$ 原子核の密度分布 [148]。

トリプルス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。一例として $\Lambda\Lambda\Lambda$ 核が挙げられる。この場合、基底状態では 3 番目の Λ はパウリ効果のため s 状態には入れず p 状態に入るのか、また Λ の一体場ポテンシャルは他の Λ との $\Lambda\Lambda$ 相互作用やパウリ効果の影響を受けるのだろうか、などの疑問が浮かぶ。この系を精査することにより $\Lambda\Lambda$ 間の LS 力も測定できるかも知れない。 $S=-3$ ハイパー核は Λ 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 Ξ^- を介して $S=-2$ 原子核を生成したように Ω^- を原子核乾板に静止させ、原子核乾板中で 4 つの崩壊バーテックスを持つ事象を探す方法が考えられる。 Ω^- 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、必要なビーム運動量と予想される生成断面積は、以下の通りである。

- $K^-p \rightarrow \Omega^- X$: 5–10 GeV/c, 1–4 μb [146]
- $\bar{p}p \rightarrow \bar{\Omega}^+\Omega^-$: 5–7 GeV/c, 0.1 μb 以下

どちらの反応を用いるにせよ、10 GeV/c の質量分離型のビームラインが必要である。 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かもしれない。また、生成される Ω^- ビームの運動量は、 Ξ^- の場合より高いので、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、 ~ 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。

4.4 研究施設の現状と今後、他分野との関連

4.4.1 J-PARC

J-PARC の現状と課題

図 4.16 に 2017 年 6 月現在の 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、3 本の二次ビームラインが延びている。

K1.8 ビームラインは、6 m 長の静電セパレータ 2 台を持ち、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ている。散乱粒子の測定のため、当初は、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、2016 年初頭には、SKS に代わり、KURAMA スペクトロメータが設置された。このビームラインは、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。

K1.8BR ビームラインは K1.8 ビームラインの途中（1 台の静電セパレータ）から分岐し、最大 1.1 GeV/c の質量分離された二次粒子を輸送できるビームラインで、ソレノイドスペクトロメータと飛行距離 15m の TOF 測定を行う中性子検出器が設置されている。1 GeV/c 程度の in-flight K^- ビームや stopped- K^- ビームを用いて $\bar{K}$ 原子、 $\bar{K}$ 原子核束縛系の研究が行われている。

K1.8 ビームラインと反対方向には、KL ビームラインと K1.1 ビームラインがある。中性 K 中間子ビームを供給する KL ビームラインにおいて、中性 K 中間子の稀崩壊を測定する実験が行われている。K1.1 ビームラインは、K1.8 ビームラインと同様に質量分離した荷電粒子を輸送できるビームラインである。当初は長さ 2 m の静電セパレータ 1 台を持つ K1.1BR ビームラインが存在していたが、その実験エリアは、2016 年に新一次陽子ビームライン（high-p および COMET ビームライン）を建設するために撤去された。K1.1 ビームラインは、更に 2m 長の静電セパレータ 1 台を追加した最大運動量 1.1GeV/c のビームラインであり、2016 年初頭に K1.8 ビームラインでハイパー核分光実験に使用されていた SKS スペクトロメータが移設された。high-p ビームラインと時期を分けて運用することを考えているが、ビームライン機器の設置は完了していない。K1.1 ビームラインでは、Hyperball-J 検出器を用いた Λ 核の γ 線分光実験や Λ ハイパー核弱崩壊の研究の実験が計画されている。

ハドロン実験ホール南側およびハドロン南実験棟では、新しい一次陽子ビームラインが建設中である。2019 年度に完成予定の high-p ビームラインは、MR 加速器からの 30 GeV 陽子ビームを 10^{10} [particles-per-pulse, ppp] 程度輸送できるビームラインで、原子核中で ϕ 中間子の電子対崩壊を測定し媒質中でのハドロンの性質を調べる実験が計画されている他、既存のビームラインとの分岐部のランバートソン磁石に代わり、二次粒子生成標的を置き、高運動量の（質量分離されていない）二次粒子ビーム ($\pi^\pm$) を用いたチャームバリオン分光の実験が計画されている。COMET ビームラインは実験ホール内で high-p ビームラインから分かれて、ハドロン南実験棟へ 8 GeV の陽子ビームを輸送

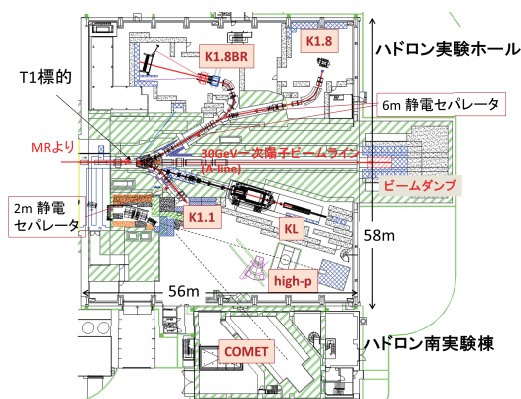


図 4.16: 2017 年 6 月現在の J-PARC
ハドロン実験ホールおよびハドロン南実験棟。

するビームラインで南実験棟で μ - e 転換 (COMET) 実験が計画されている。

2018 年 2 月現在、MR 加速器からの遅い取り出し (Slow eXtraction; SX) は、繰り返し 5.20 秒で 50.8 kW を達成し、ビームの時間構造も当初に比べて改善はしている (spill 内 duty factor で 40–50% 程度)。とはいえ、まだまだ強度やビームの質の向上が必要である。

現状での問題は、(1) 現在の生成標的で受け入れ可能なビーム強度は 53.4 kW で、生成標的で運転のビーム強度が制限されている。(達成値 50.8kW は、事実上の運用上限値である。) また、まもなく設計上の寿命に到達する。そのため、次の標的の準備が必要であるが、運転・維持費の不足から次の標的の製作ができていない。(2) 厳しい予算状況により当初予定されていた運転時間 (Fast eXtraction; FX と合わせて年間 9 サイクル) が実現できていない。(3) ビームラインの数が少ない、ことが挙げられる。

(2019 年 6 月追記) 下記に記述するように 95kW ビームの受け入れが可能な標的への更新作業が進行中である。

加速器およびハドロン実験施設の性能向上

使用できるビームの種類やビームラインの数を増やし、これまでの研究成果を更に発展させた研究を行うため、ハドロン実験施設の拡張が計画されている。それを含めた J-PARC の将来計画に関しては、4.5.2 節に述べる。

● 大強度二次ビーム生成標的の開発・製作

2018 年度現在使用中の生成標的は、標的本体である金に、水配管を埋め込んだ銅の冷却ブロックを接合した間接水冷方式のもので、受け入れ可能な 1 次陽子ビーム強度は最大 53 kW である。それ以上の強度のビームに耐える標的として、現在 2 種類のを開発中である。一つ目は、材質や基本的な構造は現在の標的と同じであるが、冷却ブロックの数を増やして冷却効率を上げた改良型間接水冷標的である。この方式では、最大ビーム強度は 95 kW に相当する。この標的は、2018 年度に製作され、2019 年度に既存のものと置き換わる予定である。

2 番目の方法は、標的本体を回転円板として直接冷却を行うもので、最大強度 150 kW 以上を目指している。標的円板は、純ニッケルの縁に金もしくは白金を接合したもの (通称「ユーロコイン」) で、現在と同じ約 50 % のビームロスを確保する。冷媒には、水かヘリウムガスが検討されているが、トリチウム生成量や腐食の観点から、ヘリウムガスを第一候補としている。

回転標的は、標的容器の気密を確保しながら回転駆動を行うための駆動方法や、ヘリウムガスの冷却効率の向上、円板の温度や回転速度のモニターの方法など、克服すべき課題が多く、実用化までにはまだ多くの時間が必要である。一方、改良型間接水冷標的は、構造的には現在の標的と同じであるため、製作技術はすでに確立している。従って、現在の計画としては、まず改良型間接水冷標的を 2018 年度に製作しその翌年度に設置し、それと並行して回転標的の開発を進める予定である。

● MR 電源更新による高繰り返し化とビームの質の向上

シンクロトロンの高繰り返しを早くすることにより、特に FX でのビームパワーの増強が計画されている。高繰り返し化のため、加速の磁場立ち上げ時間やビーム取出し終了後の磁場立下げ時間の短縮が必要であり、MR の電源の更新が計画され、2016 年度から開始されている。

ビーム強度を制限する原因が空間電荷効果やビーム不安定性がバンチあたりの陽子数で決まる場合、高繰り返し化によって、積分ビーム強度を稼ぐことができる。SX では、ビーム取り

出し時間がある程度確保する必要があるが、運転当初は繰り返し 6.0 秒であったが、ビーム取り出し長 2.0 秒を確保し、かつ、不要なフラットトップ時間やフラットボトム時間を短縮することにより、2018 年 2 月には、5.20 秒繰り返しが実現した。今後の電源更新により、加速時間や磁場立下げ時間の短縮により、積分ビーム強度を上げることができる。

また、電源の更新により、電源リップルが原因となっている遅い取り出しビームの時間構造（低い spill duty factor）の改善が期待される。

- MR ストレッチャーリング

SX と FX の運転を同時に行い、それぞれのビーム利用時間を増大させることを期待して、MR に加速のためのリングにストレッチャーリングを増設することも検討されている。既存の MR トンネル内に設置できるかなどの技術的な検討を中心に検討はされている。

4.4.2 東北大学電子光物理学研究センター（ELPH）

東北大学電子光物理学研究センター（ELPH）は東北大学附置の理学研究センターである。ELPH には円形加速器ブースター・ストレージリング（BST リング）と呼ばれる、電子シンクロトロンがある。BST リングには、二つの光子ビーム供給ラインがあり、エネルギー標識化された光子ビームが利用可能である。この標識化光子ビーム（最大エネルギー 1.1GeV）と NKS2 検出器や FOREST 検出器を用いて、生成閾値付近の中性 K 中間子生成実験が行われてきた。

東日本大震災後の 2013 年に周回電子の最大エネルギーがこれまでの 1.2 から 1.3 GeV まで向上した上、標識化光子ビームラインも最新の光検出器を用いたアップグレードが施された。これにより広いエネルギー領域の光子をより高いエネルギー分解能の下で利用し、より幅広い物理を展開することが可能となった。特に標識化光子のエネルギーの向上による単位時間あたりに生成可能な Λ 及び Λ 核の収量の増大、標識化光子のエネルギー分解能の向上、高時間分解能検出器の導入による K^+ 検出能力の向上などによって、ハイパー核研究が可能となり、新たな成果が期待される。

4.4.3 海外施設

今後 10–20 年間は K , π 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。

12 GeV アップグレードにより長期シャットダウンされていた JLab では次世代 ($e, e'K^+$) 実験を遂行するために、これまで Hall-C 実験室で使用されていた K 中間子測定に特化した短軌道、高分解能 K 中間子検出器 HKS を Hall-A 実験室に移設し、高運動量の散乱電子を測定できる HRS と組み合わせ、より高エネルギーの電子線を用いて制動放射、メラー散乱に起因するバックグラウンドを劇的に抑制する実験計画が進んでいる。既にこの HKS+HRS スペクトロメータと新規導入するセプタム電磁石を組み合わせたセットアップを用いて $^{40,48}\text{Ca}(e, e'K^+)^{40,48}_{\Lambda}\text{K}$ 反応による Λ 核のアイソスピン依存性を測定する JLab E12-15-008 実験が最高評価で採択されており、現在、セプタム電磁石の設計、同位体濃縮した ^{40}Ca , ^{48}Ca 標的の準備が進んでいる。また、トリチウム標的を用いた $T(e, e'K^+)[nn\Lambda]$ 反応による $nn\Lambda$ の束縛状態、もしくは共鳴状態の探索、同反応を用いた Λn 相互作用の研究も High Impact 実験として採択され 2018 年にデータ収集予定である。

一方、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 ($e, e'K^+$) 実験に向けた高レート下で動作する GeV 領域の K 中間子検出器の新規開発を進めると同時に、既に ${}^4_\Lambda\text{H}$ 核の基底状態の精密分光に成功したハイパー核崩壊 π 中間子分光研究を展開する。本手法を適用する次の研究対象として準備が進んでるのが、短い寿命と浅い束縛エネルギーが同時に理解されていない ${}^3_\Lambda\text{H}$ であり、束縛エネルギーを精密測定することで、 ${}^3_\Lambda\text{H}$ パズルの解決を目指す。

MAMI においてはスペクトロメータの精密較正のために電子ビームのエネルギーの精密測定法の確立を急いでおり、この技術を応用した K, η 中間子の質量精密測定実験の可能性が検討されている。

さらに、GSI における重イオン 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) のデータ収集と解析が終了し、従来信じられていたよりも短い ${}^3_\Lambda\text{H}$ の寿命など興味深い結果を発表しており、次の phase への展開が期待されている。2019 年に計画されている実験ではフラグメントセパレータを崩壊残留核測定用検出器として用い、統計量も精度も HypHI phase 0 実験の結果より大幅に改善することを目指している。また R3B 実験ホールにおける中性子との同時測定によるハイパー核生成測定実験も推進されており、重イオンを用いたハイパー核研究は FAIR の NuSTAR においては 3 つの day-1 実験の一つと定義されている。

重イオンビームを用いたハイパー核実験が FAIR で様々に推進されていくのと並行して、中国が現在建設中の重イオン加速器施設 HIAF においても、ハイパー核の実験が計画されている。すでにハイパー核実験専用の高エネルギー重イオンビームラインと実験ホールの建設が決定した。そこでは Λ 核生成だけではなく、高エネルギー重イオンビームを用いた $\Lambda\Lambda$ 核や Ξ 核の生成測定も計画されている。また重イオンビームを用いたハイパー核磁気モーメント直接測定のプロジェクトの推進も計画されている。HIAF においても重イオンビームを用いたハイパー核研究は day-1 実験として定義されている。

4.4.4 他のワーキンググループとの連携

図 4.17 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。

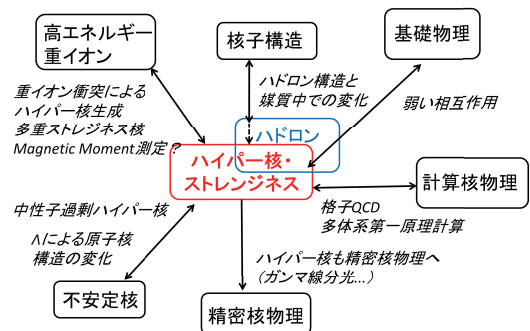


図 4.17: 他のワーキンググループとの関係図。

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、今後連帯を深めていく必要が大いにある。中性子過剰 Λ 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 Λ 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 γ 線分光などが行えない状態が、 Λ の糊的役割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。さらに、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との期待もある。また、ハドロンの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。

様々な最先端検出器技術を基礎物理ワーキンググループで推進する実験と共有することができる。また、ハイパー核の弱崩壊の研究や中性 K 中間子稀崩壊現象観測実験は、物理的にも関連が深い。

また、言うまでもなく、計算核物理の進展はストレンジネス核物理の研究にとって重要である。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。

後述する J-PARC ハドロンの実験施設の拡張計画は、核物理コミュニティのみならず、高エネルギーコミュニティも関係する計画であり、両コミュニティの密接な議論・協力のもとに進めて行かなければならない。

4.5 未来 —ストレンジネス核物理のこれから—

4.5.1 タイムライン

図 4.18 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 年をめぐに ΣN 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の大きさの決定が中心テーマであるが、10 年後には対象核種の増大や測定の高精密化によって、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と期待される。 $S=-3$ の研究では、ハドロン実験施設拡張後から実験装置・手法の研究・確立を進め、20 年後に本格的な研究を展開することを目指す。

4.5.2 J-PARC の将来計画

J-PARC 施設は、素粒子・原子核・物質・生命にわたる基礎研究から産業利用や原子力発電で生ずる長寿命の核廃棄物の消滅処理研究など、幅広い加速器科学の研究施設である。従って、その将来計画も様々な研究分野にわたっている。ここでは、核物理、特に、ストレンジネス核物理に深く関係する J-PARC の将来計画について述べる。

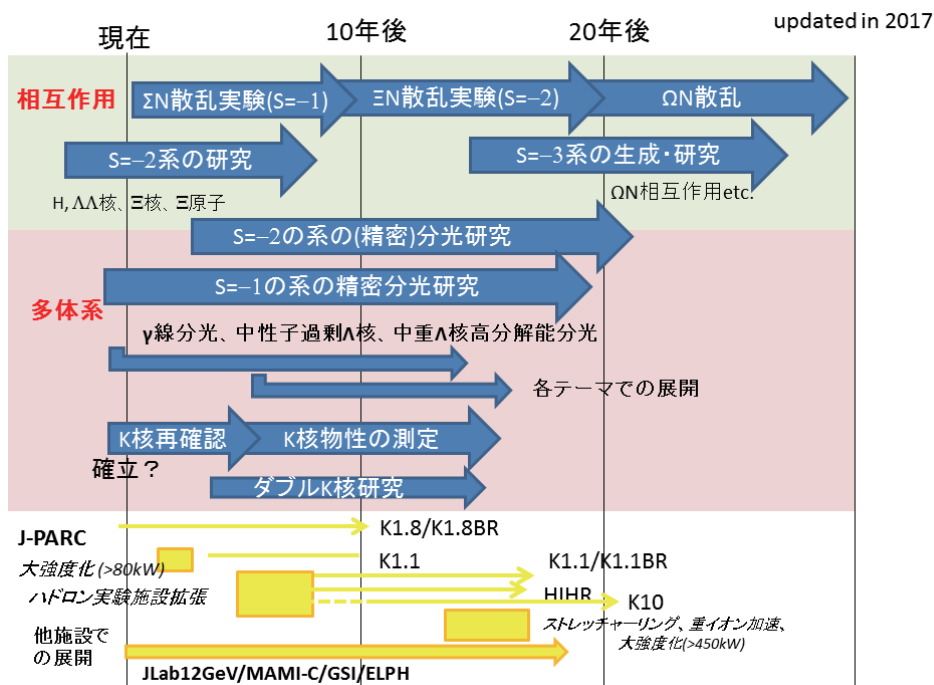


図 4.18: 研究計画のタイムライン。

ハドロン実験施設拡張計画

J-PARC ハドロン実験施設におけるビームラインの数が少ない問題を解決し、これまでの成果を元に更に発展させた研究を行うため、実験ホールを拡張し新たなビームラインと実験エリアを建設する計画がハドロン実験施設のユーザーコミュニティであるハドロンホールユーザ会 (Hadron hall Users' Association, HUA) のもとに置かれた「ハドロン実験施設拡張検討委員会」にて検討され策定されている。ここではその委員会でまとめられたホワイトペーパー「J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画」[149, 150] からも引用してこの計画を紹介する。

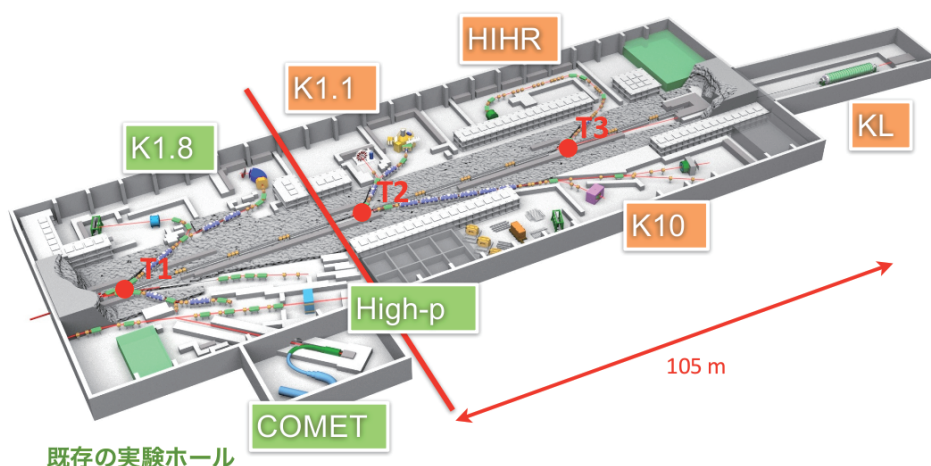


図 4.19: 拡張されたハドロン実験ホールのレイアウト案

図 4.19 に拡張されたハドロン実験ホールのレイアウト案を示す。この計画では、既存の実験ホール（幅 58 m、奥行き 56 m、高さは地上 16 m、地下 6 m の半地下構造）を下流に 105 m 延長して、既存の一次ビームライン（A ライン）を延長し、下流に 2 つの二次粒子生成標的（T2 標的、T3 標的）を新設する。施設を拡張するために必要な一次ビーム光学、ビームダンプ移動などの技術はすでに確立している。T2 標的からは、後述する K1.1 ビームラインと K10 ビームラインを、T3 標的からは HIHR ビームラインと新 KL ビームラインを設置する。T3 標的の下流には、ビームダンプが設置されるが、新 KL ビームラインでの実験の測定器はさらにその下流に設置することになるので、実験エリアの部分のみ、さらに 48 m 拡張する。

新設するビームラインとその特徴などは以下の通りである。

- K1.1 ビームライン – K1.1 & K1.1BR –

現実験ホールに設置されている（予定）の K1.1 ビームラインを新設する最上流部の機器を除き、拡張部分に移設する。K1.1 ビームラインは、2 台の静電セパレータを持つ最大運動量 $1.2 \text{ GeV}/c$ 、また、途中で分岐する K1.1BR ビームラインは 1 台のセパレータでの最大運動量 $0.8 \text{ GeV}/c$ の質量分離荷電粒子のビームラインである。

K1.1 ビームラインには SKS を再度移設し、 $\sim 1.1 \text{ GeV}/c$ の K^- ビームを用いた $S=-1$ のストレンジネス核物理の研究（ Λ 核の γ 線分光、 $\Sigma^{\pm}p$ （偏極）散乱実験など）が計画されている。

K1.1BR ビームラインでは、静止 K^- 法を用いた K 原子の X 線分光や、静止 K^+ を用いた時間反転対称性の破れの測定などが計画されている。

- 新 KL ビームライン

K_L 中間子の収量を上げ、雑音となる中性子数との比が最善となる取り出し角度 5° （現在は 16° ）とするビームライン。中性 K 中間子の稀崩壊実験を行う。

- High Intensity High Resolution, HIHR ビームライン

$10^8/\text{spill}$ 程度の質量分離した $1\text{--}2\text{ GeV}/c$ の $\pi^\pm$ ビームを輸送し、運動量分散整合法を用いて、数 $100\text{ keV}_{\text{FWHM}}$ の高分解能分光を行うビームライン。 (π^+, K^+) 反応を用いた中重 Λ 核や二重荷電交換 (π^-, K^+) 反応を用いた中性子過剰 Λ 核の超精密分光を行い、ハイペロン・パズルの解決の鍵となるバリオン間力の密度依存性やバリオン多体間力を調べる。そのほか、 (π^+, p) 反応を用いた η, η' 原子核の研究（ハドロン物理）、 $^4\text{He}(\pi^-, \pi^+)$ 反応でのテトラ中性子の研究（不安定核物理）なども検討されている。

- K10 ビームライン

$2\text{--}10\text{ GeV}/c$ の高運動量の質量分離した荷電粒子（K 中間子、反陽子）を輸送できるームライン。Heavy quark 対称性を用いて、マルチストレンジバリオンやチャームバリオンの分光などによるハドロンを記述する実質的な自由度を解明したり、核内ハドロンの性質を調べる（ハドロン物理）。 $S=-3$ の Ω 粒子も生成できるので、 ΩN 相互作用の大きさの測定も検討されている。

これらのビームラインの他、現 KL 実験エリアの運用終了後にそこにテストビームラインを設けるとか、関連する建屋、クレーン、電力、冷却水、空調などの設備などについては、ホワイトペーパーにのっている。

ユーザーコミュニティが作成したこの拡張計画案は、KEK に提出された。現在、KEK 素核研と協力して、核物理委員会の下部のワーキンググループで核物理研究に関連する計画にかかる費用の精査やコスト削減の検討、拡張のステージング案の検討・策定が行われつつある。

J-PARC 加速器での重イオン加速とそこでの物理

J-PARC エネルギーの重イオン衝突では最大 7 倍のバリオン密度の超高密度物質の生成が可能である。これにより、QCD 相図の中で高密度領域において、一次相転移境界線、さらにその高温側の終点にあると考えられている臨界点を探索、発見することが第一の目標である。さらに、ハイペロン・パズルを解決するための中性子星に関連する高密度ハドロン物質の研究が第二の目標である。

特に後者のストレンジハドロン物質に関しては、全粒子数に対するストレンジハドロン生成は J-PARC エネルギー付近で最大になり、中心ラピディティーにおけるハイパー核生成数も最大となる。ハイペロン核子間相互作用については、 YN, YY 、さらには Y, N の三体運動量相関を測定することにより、直接的に 2 体力、3 体力の研究を行うことが可能となる。前述したように、RHIC-STAR 実験での $\Lambda\Lambda$ 二粒子運動量相関の測定 [28] から、その散乱長も導出された [29]。3 体力の研究はハイペロン・パズルを解決する上で非常に興味深い。また未発見の $|S| \geq 3$ ハイパー核や、ストレンジレットと呼ばれる最小のストレンジクオーク物質等の中性子星深部の構成物質候補の探索を行うことができる。また、高密度物質の状態方程式を粒子の集団運動（フロー）によって研究可能である。ダイバ

リオンやペンタクォーク等のエキゾチックハドロンの構造は重イオン衝突での収量に敏感であるという理論計算があり、もし測定できればその構造が解明できる可能性がある。

このような重イオン衝突研究のため、大立体角トロイダル磁石スペクトロメータと、クローズドジオメトリのスペクトロメータが検討されている。前者は主として相転移研究のためレプトン、光子測定、ハドロンの相関やフロー、バリオン数等の保存量の揺らぎ、等を測定する。後者では、様々な種類のハイパー核のビームフラグメントを測定する。スペクトロメータは図 4.20 (上) のように、2 台の強磁場の双極電磁石で構成され、上流の磁石とコリメーターで軽いハドロンを除去し、ビームのイオンとビームフラグメントのみをその下流にある 2 段目の磁石内にある TPC へ導入する。そこでハイパー核の崩壊事象を測定する。相対論的ブーストを利用して弱崩壊の寿命を精度よく測定し、また、入射ビームを生成したフラグメントの出射方向に角度をつけることによりハイパー核を偏極させて、磁場中での歳差運動によって、ハイパー核の崩壊平面を測定し、磁気モーメントの測定を行う。図 4.20 (下) に示すように重イオン衝突反応を用いることで様々なハイパー核が生成可能である。特に負電荷の Ξ^-Sn 核は束縛するという理論計算があり、本手法によりバックグラウンドの少ないデータが収集可能であり、非常に興味深い。また、中性電荷領域もバックグラウンドは少なく、軽い中性子過剰 Λ 核の研究に加えて、ストレンジレットの探索が可能である。

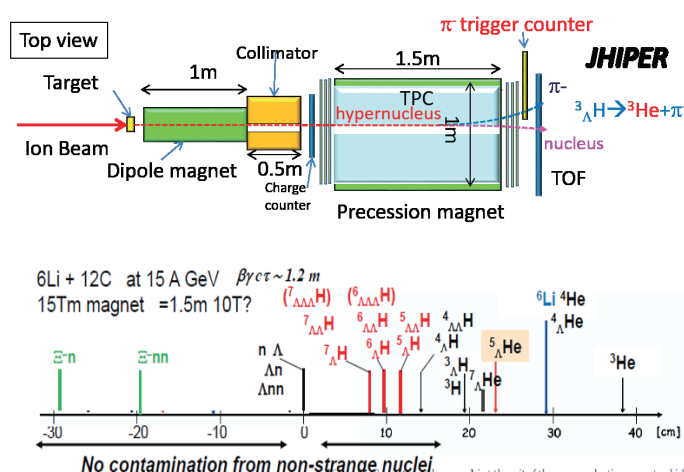


図 4.20: 上図：ハイパー核スペクトロメータ（J-HIPER）。下図：磁場で分離した各ハイパー核。

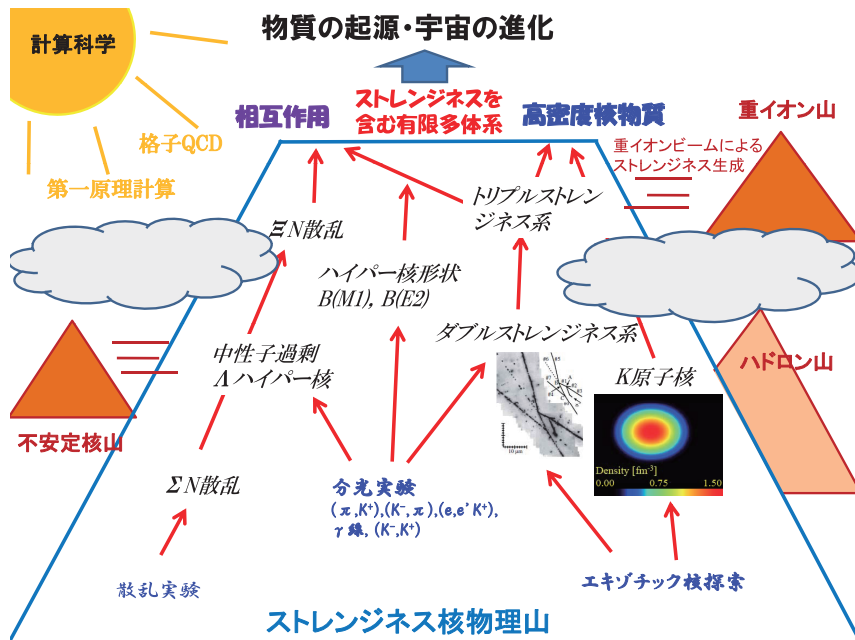


図 4.21: ストレンジネス核物理の今後の発展を示す図。

4.5.3 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 4.21 に示す。

4.6 Appendix

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 Spectrometer (Hyp-TPC)
- K0 スペクトロメータ
- π^0 スペクトロメータ
- 4π Ge 検出器
- TES 検出器

現在、X線・ガンマ線検出器としてシリコンやゲルマニウムなどの半導体検出器が広く使われている。その分解能はエネルギーに比例して生成される電子・正孔対の計数統計によって原理的な限界が決まっており、典型的な分解能は6 keV に対して150 eV_{FWHM}、100 keV に対して1 keV_{FWHM} 程度である。近年、半導体検出器を代替しうる検出器として超伝導遷移端型マイクロカロリメータ (Transition edge sensor; TES) が注目されている [151]。この検出器は超伝導遷移端において微小な温度変化で大きく抵抗が変わることを利用したもので、吸収体と呼ばれる金属で熱に変換した光子のエネルギーを測定する。ジョンソン雑音が原理的な限界を決めるため、半導体検出器を凌駕する性能が可能であり、現在実用化されているものは6 keV に対して3–4 eV、100 keV に対して50 eV 程度 [152] の分解能を達成している。

ハドロン実験の分野では、2014年に初めてTES検出器を使用したテスト実験が行われハドロンビーム中という荷電粒子が多数飛び交う厳しい環境であってもTES検出器が使用可能であることが示された [153]。図4.6にこのテスト実験においてTESとシリコン検出器(SDD)で測定された π 中間子炭素原子X線スペクトルの比較を示す。TES検出器は7 eV_{FWHM} の分解能を達成、混入した鉄輝線も明確に分離できており、この実験では165 eV程度であるSDDとの分解能の差は歴然としている。このTES素子は4 μm 厚のビスマスを吸収体に用いて10 keV程度までのX線の検出に適したもので、2018年にはK中間子ヘリウム原子X線の精密測定(J-PARC E62)、2019年にはミュオニック原子X線の精密測定(J-PARC MLF 2019A0083)が

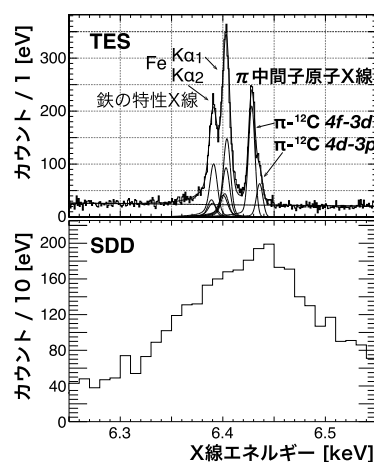


図 4.22: TES 検出器とシリコン検出器 (SDD) で測定した π 中間子炭素原子 X 線スペクトルの比較 [153]。

行われた。将来的には、吸収体に分厚い錫を使用するなどした素子で 100 keV 程度までの光子を測定できるタイプの TES 検出器も、ハドロン実験に導入したいと考えている。

● 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、共通で利用できる 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。

今後のデータ収集システム

J-PARC が供給する高強度陽子ビームの利用により、ハドロン実験施設の各実験では高強度かつエネルギーの高い二次ビームを用いた魅力的な物理チャンネルが数多く開く。そのことは同時に、DAQ システムは大量に開いた物理チャンネルをトリガーで判別し、尚且つ大量のデータを収集しなければならないことを意味している。ますます複雑になっていくトリガーとデータ収集システムは、既存の物理チャンネルをハードウェアトリガーで選別してデータ量を少なくしてからデータ収集する、という概念の限界を意味しており新たなシステムへの移行が求められている。そのため、ハードウェアトリガーを排除した trigger-less DAQ への移行が J-PARC ハドロン施設での実験に対しても求められる。Trigger-less DAQ は LHC などで行われている DAQ システムである。本システムでは全てのヒット情報をデジタル化し、全データを CPU クラスタへ送信する。PID や運動量解析は CPU クラスタによって行われ、イベント選別は全てソフトウェア的に行われる事が特徴である。

J-PARC においても、ビーム構造や実験要求に見合った J-PARC 版 Trigger-less DAQ を開発し、汎用 DAQ システムとして運用することが、限られた人的・金銭リソースの中で J-PARC のビームを活用していく上で必要不可欠となる。

ヒューマン・リソース

J-PARC ハドロン実験施設の運営スタッフは、ハドロン物理・高エネルギー分野の研究者およびサポートスタッフを含めて 31 名（2017 年度現在）である。ハドロン実験施設拡張計画を実施するにはこの人数では不足であり、KEK 素核研の研究計画委員会（2014–2015 年に活動）において核物理コミュニティ（核物理委員会ワーキンググループ）からは、拡張計画の実施にあたって外部から参画可能人数として 20–25 人が挙げられている。

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

参考文献

- [1] M. Danysz and J. Piewki, *Phil. Mag.* 44, 348 (1953).
- [2] A. Esser, S. Nagao, F. Schulz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 114, 232501 (2015).
- [3] T.O. Yamamoto *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* 115 222501 (2015).
- [4] T. Inoue *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* 124, 591 (2010).
- [5] P.B. Demorest *et al.* *Nature* 467, 1081-1083 (2010).
- [6] J. Antoniadis *et al.* *Science*, **340** 1233232 (2013).
- [7] F. Weber, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 54, 193 (2005).
- [8] J. Schaffner-Bielich, *Nucl. Phys. A* 804, 309 (2008).
- [9] M. Jurič *et al.*, *Nucl. Phys. B*52, 1 (1973).
- [10] M. Danysz *et al.*, *Nucl. Phys.* 49, 121 (1963).
- [11] D.J. Prowse, *Phys. Rev. Lett.* 17, 782 (1966).
- [12] M.A. Faessler *et al.*, *Phys. Lett. B* 46, 468 (1973).
- [13] T. Fukuda *et al.*, *Nucl. Inst. Meth. A* 361, 485 (1995).
- [14] H. Hotchi *et al.*, *Phys. Rev. C* 64, 044302 (2001).
- [15] T. Miyoshi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 90, 232502 (2003).
- [16] H. Takahashi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 212502 (2001).; J. K. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. C*88, 014003 (2013).
- [17] K. Nakazawa *et al.*, *Theor. Exp. Phys.* 2015 033D02 (2015).
- [18] The STAR collaboration, *Science* 328, 58 (2010).
- [19] T.M. Ito *et al.*, *Phys. Rev. C* 58, 2366 (1998).
- [20] N. Isgar and G. Karl, *Phys. Rev. D* 18, 4187 (1978).
- [21] 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).
- [22] T. Kadowaki *et al.*, *Eur. Phys. J. A* 15, 295 (2002). ; M. Kurosawa *et al.*, *Jpn. J. Appl. Phys.* 45, 4204 (2006)
- [23] S. Aoki *et al.*, *Prog. Theor. Phys.* 85, 1287 (1991).
- [24] J.K. Ahn *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 87, 132504 (2001).
- [25] C.J. Yoon *et al.*, *Phys. Rev. C* 75, 022201(R) (2007).
- [26] T. Inoue *et al.* *Phys. Rev. Lett.* 106, 162002 (2011).
- [27] S. R. Beane *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 106, 162001 (2011).
- [28] L. Adamczyk *et al.*, (STAR Collaboration), *Phys. Rev. Lett.* **114**, 022301 (2015).
- [29] K. Morita, T. Furumoto, and A. Ohnishi, *Phys. Rev. C* **91**, 024916 (2015).
- [30] T. Fukuda *et al.*, *Phys. Rev. C* 58, 1306 (1998).
- [31] P. Khaustov *et al.*, *Phys. Rev. C* 61, 054603 (2000).
- [32] J. Yoshida *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. A*847 86 (2017)
- [33] T. Gogami *et al.*, *Phys. Rev. C*93 034314 (2016).
- [34] T. Nagae *et al.*, *Proceedings of Science (INPC2016)* 038.
- [35] H. Ekawa *et al.*, *Prog. Theor. Exp. Phys.* 2019, 021D01 (2019)
- [36] J. Yoshida *et al.*, *QNP2018 Proceedings*, to be published.
- [37] S. Capstick and W. Roberts, *Phys. Rev. D* 49, 4570 (1994).
- [38] S. Capstick and W. Roberts, *Phys. Rev. D* 58, 074011 (1998).

- [39] T.-S. H. Lee, Z. Y. Ma, B. Saghai, and H. Toki, Phys. Rev. C 58, 1551 (1998).
- [40] K.-H. Glander *et al.*, Eur. Phys. J. A 19, 251 (2004).
- [41] R. Bradford *et al.*, Phys. Rev. C 73, 035202 (2006).
- [42] K. Bantawa, PhD thesis, Kent State University, Kent, Ohio (2009).
- [43] T. Watanabe *et al.*, Phys. Lett. B 651, 269 (2007).
- [44] K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 78, 014001 (2008); K. Tsukada *et al.*, Phys. Rev. C 83, 039904 (2011).
- [45] K. Futatsukawa *et al.*, EPJ Web Conf. 20 02005 (2012) .
- [46] T. Mart *et al.*, Nucl. Phys. A 684, 502 (2001).
- [47] T. Corthals *et al.*, Phys. Rev. C 75, 045204 (2007).
- [48] J.C. David *et al.*, Phys. Rev. C 53, 2613 (1996).
- [49] B. Beckford *et al.*, Prog. Theor. Exp. Pphys. 2016 063D1 (2016).
- [50] Y. Tsuchikawa *et al.*, JPS Conf. Proc. 10 032010 (2016).
- [51] B.H. Kang *et al.*, Phys. Rev. Lett. 96, 062301 (2006).
- [52] M.J. Kim *et al.*, Phys. Lett. B 641, 28 (2006).
- [53] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 4052 (2000).
- [54] T. Maruta *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 255 (2007).
- [55] S. Okada *et al.*, Phys. Lett. B 597, 249 (2004).
- [56] R. Honda *et al.*, Nucl. Instr. Meth. A 787, 157 (2015).
- [57] W. Brückner *et al.*, Phys. Lett. B 79, 157 (1978).
- [58] C. Milner *et al.*, Phys. Rev. Lett. 54, 1237 (1985); P.H. Pile *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2585 (1991).
- [59] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. C 53, 1210 (1996).
- [60] T. Hasegawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 74, 224 (1995).
- [61] H. Noumi *et al.*, Nucl. Phys. A 691, 123c (2001).
- [62] T. Nagae *et al.*, Phys. Rev. Lett. 80, 1605 (1998).
- [63] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. C 70, 044613 (2004).
- [64] T. Harada, Y. Hirabayashi, Nucl. Phys. A **759**, 143-169 (2005).
- [65] R. Honda *et al.*, Phys. Rev. C **96**, 014005 (2017).
- [66] T. Harada *et al.*, J JPS Conf. Proc. 17 13002 (2017).
- [67] M. Nakagawa *et al.*, JPS Conf. Proc. 17 012009 (2017).
- [68] P.K. Saha *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 052502 (2005).
- [69] H. Sugimura, *et al.*, Phys. Lett. B 729, 39-44 (2014).
- [70] M.Agnello et al. FINUDA collaboration, Phys.Rev.Lett.**108** 042501 (2012).
- [71] L. Yuan *et al.* Phys. Rev. C 73, 044607 (2006).
- [72] O. Hashimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 121 (2010).
- [73] F. Cusanno *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 129 (2010).
- [74] F. Garibaldi *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. 299, 012013 (2011).
- [75] L. Tang *et al.*, Phys. Rev C 90, 034320 (2014).
- [76] 中村哲, 原子核研究 60, No.2, 96 (2016).
- [77] S.N.Nakamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 110, 012502 (2013).
- [78] E. Hiyama *et al.*, Phys. Rev. C 80, 054321 (2009).
- [79] T. Gogami *et al.*, Phys. Rev. C 94, 021302(R) (2016).
- [80] 後神利志, 原子核研究 60, No.2, 71 (2016).

- [81] L. Tang, A. Margaryan, S.N. Nakamura, J. Reinhold et al. JLab E10-010 Proposal (2010).
- [82] H. Tamura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 84, 5963 (2000).
- [83] K. Tanida *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 1982 (2001).
- [84] M. Ukai *et al.*, Phys. Rev. C 73, 012501(R) (2006).
- [85] K. Tanida *et al.*, Nucl. Phys. A 721, 999c (2003); K. Miwa *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 80c (2005).
- [86] H. Akikawa *et al.*, Phys. Rev. Lett. 88, 082501 (2002); H. Tamura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 58c (2005).
- [87] Y. Miura *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 75c (2005).
- [88] Y. Ma *et al.*, Eur. Phys. J. A 33, 243 (2007).
- [89] 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).
- [90] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 754, 48c (2005).
- [91] S. Ajimura *et al.*, Phys. Rev. Lett. 86, 4255 (2001); H. Kohri *et al.*, Phys. Rev. C 65, 034607 (2002).
- [92] D.J. Millener, Nucl. Phys. A 835, 18 (2010).
- [93] S.B. Yang et al, Phys. Rev. Lett. 120, 132505 (2018).
- [94] J. Sasao *et al.*, Phys. Lett. B 579, 258 (2004).
- [95] K.J. Nield *et al.*, Phys. Rev. C 13, 1263 (1976).
- [96] S. Avramenko, *et al.*, Nucl. Phys. A 547, 95c (1992).
- [97] T.A. Armstrong *et al.*, Phys. Rev. C 70, 024902 (2004).
- [98] M. Juric *et al.*, Nucl. Phys. B 52, 1 (1973).
- [99] H. Kamada *et al.*, Phys. Rev. C 57, 1595 (1998).
- [100] R.J. Prem and P.H. Steinberg, Phys. Rev., 136 B1803 (1964); G. Keyes *et al.*, Phys. Rev. Lett. 20, 819 (1968); P.E. Phillips and J. Schneps *et al.*, Phys. Rev. 180, 1307 (1967); G. Bohm *et al.*, Nucl. Phys. B 16, 46 (1970); G. Keyes *et al.*, Phys. Rev. D 1 66 (1970); G. Keyes *et al.*, Nucl. Phys. B 67, 269 (1973).
- [101] C. Rappold *et al.*, Nucl. Phys. A 913, 170 (2013).
- [102] ALICE Collaboration, Phys. Lett. B 754, 360 (2016).
- [103] T.R. Saito *et al.*, Nucl. Phys. A 835, 110 (2010).
- [104] C. Rappold *et al.*, Phys. Lett. B 747, 129 (2015).
- [105] R. Muto *et al.*, Phys. Rev. Lett. 98, 042501 (2007).
- [106] G. A. Miller, A. K. Opper, and E. J. Stephenson: Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 56 253 (2006).
- [107] R. H. Dalitz and F. Von Hippel: Phys. Lett. 10 153 (1964).
- [108] A. Gal, Phys. Lett. B 744 352 (2015).
- [109] K.S. Myint and Y. Akaishi, Prog. Theor. Phys. Suppl. 146, 599 (2002).
- [110] E. Hiyama, *et al.*, Nucl. Phys. A 908 29 (2013).
- [111] L. Adam *et al.*, (STAR Collaboration) Phys. Rev. C **97**, 054909 (2018).
- [112] M. Puccio for ALICE collaboration, EPJ Web of Conferences **171**, 14009 (2018).
- [113] Myaing Thi Win, K. Hagino and T. Koike, Phys. Rev. C 83, 014301 (2011).
- [114] A.D. Martin, Nucl. Phys. B 179, 33 (1981).
- [115] M. Bazzi *et al.*, Phys. Lett. B 704, 113 (2011).
- [116] C.J. Batty, E. Friedman, and A. Gal, Phys. Rept. 287, 385 (1997).
- [117] S. Hirenzaki, *et al.*, Phys. Rev. C 61, 055205 (2000).
- [118] T. Hyodo and D. Jido, Prog. Part. Nucl. Phys. 67, 55.98 (2012).
- [119] Y. Akaishi and T. Yamazaki, Phys. Rev. C 65, 044005 (2002).
- [120] T. Yamazaki and Y. Akaishi, Phys. Lett. B 535, 70 (2002).

- [121] M. Niiyama *et al.*, Phys. Rev. C 78, 035202 (2008).
- [122] K. Moriya *et al.*, Phys. Rev. C 87, 035206 (2013).
- [123] K. Moriya *et al.*, Phys. Rev. C 88, 045201 (2013).
- [124] G. Agakishiev *et al.*, Phys. Rev. C 87, 025201 (2013).
- [125] K. Moriya *et al.*, Phys. Rev. Lett. 112, 082004 (2014).
- [126] T. Kishimoto, Phys. Rev. Lett. 83, 4701 (1999).
- [127] T. Kishimoto *et al.*, Nucl. Phys. A 754, 383 (2005).
- [128] T. Kishimoto *et al.*, Prog. of Theor. Phys. 118, 181 (2007).
- [129] V. Magas *et al.*, Phys. Rev. C 81, 024609 (2010).
- [130] T. Suzuki *et al.*, Phys. Lett. B 597, 263 (2004).
- [131] M. Sato *et al.*, Phys. Lett. B 659, 107 (2008).
- [132] M. Agnello *et al.*, Phys. Rev. Lett. 94, 212303 (2005).
- [133] R. Del Grande, *et al.*, Eur. Phys. J. C 79, 190 (2019).
- [134] T. Yamazaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. 104, 132502 (2010).
- [135] G. Agakishiev *et al.*, Phys. Lett. B 742, 242 (2015).
- [136] A.O. Tokiyasu *et al.*, Phys. Lett. B 728, 616 (2014).
- [137] Y. Ichikawa *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2014 101D03 (2014).
- [138] Y. Ichikawa *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015 021D01 (2015).
- [139] Y. Sada *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2016 051D01 (2016).
- [140] T. Hashimoto *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. 2015 061D01 (2015). Phys. Rev. Lett. 104, 132502 (2010).
- [141] J-PARC E15 Collaboration, S. Ajimura *et al.* Phys. Lett. B 789, 620 (2019)
- [142] A. Gal, Nucl. Phys. A 914, 270 (2013).
- [143] H. Garcilazo and A. Gal, Nucl. Phys. A 897, 167 (2013).
- [144] H. Togashi *et al.*, Phys. Rev. C **93**, 035808 (2016).
- [145] E. Hiyama *et al.*, Phys. Rev. C 78, 054316 (2008).
- [146] D. Aston *et al.* Phys. Rev. D 32, 2270 (1985).
- [147] P. Kienle *et al.* Phys. Lett. B 632, 187 (2006).
- [148] A. Dote *et al.* Phys. Lett. B 587, 167 (2004).
- [149] 「J-PARC ハドロン実験施設の拡張計画」 2016 年 8 月 27 日 ハドロン実験施設拡張検討委員会、URL:
<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~jparchua/share/WhitePaperJ160827.pdf>
- [150] "Extension of the J-PARC Hadron Experimental Facility – summary report –" February 22,
2017, Committe for the study of the extension of the Hadron Experimental Facility URL:
<http://www.rcnp.osaka-u.ac.jp/~jparchua/share/WhitePaperE170222.pdf>, arXiv.1706.07916 [nucl-ex].
- [151] C. Enss (ed.), Cryogenic Particle Detection, Topics in Applied Physics, vol. **99**, Springer, 2005.
- [152] D. A. Bennett, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 83, 093113 (2012).
- [153] S. Okada, *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys., 2016, 091D01 (2016).