

チャームペンタクォーク $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ による エキゾチックハドロン研究の新しい展開

兵藤 哲雄¹, 安井 繁宏²

¹ 京都大学基礎物理学研究所, ² 東京工業大学

2015 年 8 月、LHCb Collaboration は Λ_b 崩壊中の J/ψ と p の不変質量分布に共鳴状態のシグナルを 2 つ発見しました。 $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ と名付けられたこれらの状態は、バリオン数が 1 でチャームニウムを含む終状態に崩壊するので、 $uudc\bar{c}$ 構造を持つペンタクォーク状態の候補と考えられています。本稿では $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ を中心にエキゾチックハドロン研究について紹介します。

1 はじめに

強い相互作用の基礎理論である QCD の微視的な自由度はクォークやグルーオンですが、低エネルギーではカラー閉じ込めのために、複合系であるハドロンが観測される自由度になります。現在までに観測されたハドロンはバリオン数やスピン、フレーバー量子数によって分類され、Particle Data Group (PDG) によって約 150 種類のバリオン (バリオン数 1 の状態)、約 200 種類のメソン (バリオン数 0 の状態) の存在が報告されています [1]。単一の QCD ラグランジアンから 350 種もの多様な構造が現れることは、低エネルギー QCD の複雑で興味深い性質のひとつです。

観測された多数の状態を統一的に理解するためには、状態の規則性に注目した分光学的な解析が必要です。Gell-Mann は基底状態のメソンとバリオンをフレーバー SU(3) 対称性の 8 重項と同一とし、基本単位となるクォークを導入しました [2]。構成子クォーク模型では、メソンをクォーク・反クォーク対、バリオンをクォーク 3 体系と考え、超微細相互作用をする構成子クォークが非相対論的な閉じ込めポテンシャル中に束縛されているという描像で、励起状態を含めたハドロンの性質をよく再現しています [3]。

構成子クォーク模型はあくまで現象論的なモデルであり、基礎理論である QCD から直接導かれたわけではありませんし、350 種全ての状態が統一的に記述されているわけでもありません。しかし、観測されているハドロンの量子数に注目すると、クォーク模型と関連した興味深い性質が浮かび上がってきます。基底状態のハドロンのフレーバー量子数を実現するのに必要な最小の価クォーク構成は、メソンが $q\bar{q}$ 、バリオンが qqq です。最小の価クォーク構成として $qq\bar{q}\bar{q}$ や $qqqq\bar{q}$ が必要な状態としては、例えば

- 電荷 $Q = \pm 2$ 、ストレンジネス $S = \pm 2$ を持つメソン ($u\bar{d}\bar{d}$ 、 $ss\bar{u}\bar{d}$ 、など)
- 電荷 $Q = +3, -2$ 、ストレンジネス $S = +1, -4$ を持つバリオン ($uuu\bar{d}$ 、 $u\bar{u}\bar{d}\bar{s}$ など)

が考えられますが、このような状態の存在は現在までに確立していません。 $S = +1$ を持つバリオンの候補として、カイラルクォークソリトン模型 [4] によって予言されたペンタクォーク $\Theta^+ \sim uudd\bar{s}$ は、光生成反応での報告 [5, 6] により大きな話題となりましたが、その後の否定的な結果により確立されるに至らず、現在の PDG[1] には掲載されていません。

つまり、これまでに観測された全てのハドロンのフレーバー量子数は $q\bar{q}$ または qqq とする構成で記述ができることになります¹。本稿では、量子数からクォークの対消滅が禁止され、最小の価クォーク構成が4クォーク以上必要な状態をエキゾチックハドロンと呼ぶことにします。構成子クォーク模型の是非にかかわらず、純粋に実験的な事実としてエキゾチックハドロンは見つかっておらず、 $q\bar{q}$ および qqq で構成できるフレーバー量子数のハドロンのみが存在しています。ここで重要な点は、基礎理論である QCD にエキゾチックハドロンの存在を禁止する明白な法則がないことです (文献 [7] 参照)。エキゾチックハドロンの不在は、観測される自由度が基礎理論が持っていない制限を受けているという意味で、カラー閉じ込めと同じくらい非自明な低エネルギー QCD の問題です。エキゾチックハドロンの研究は、低エネルギーでクォーク・グルーオンがどのように閉じ込められているのかを明らかにする試みともいえます。

一方で、近年はヘビークォーク ($Q = c, b$) のセクターでのエキゾチック状態に注目が集まっています。2003 年に Belle Collaboration によって発見された $X(3872)$ [8] を端緒として、多くの新しいハドロンがチャームメソン対の閾値を超えたエネルギー領域で発見されています [9]。XYZ 粒子と呼ばれるこれらのハドロンは、通常と異なる構造を持つことが期待され、活発な議論の対象となっています [10]。ヘビークォークセクターでは、OZI 則 [11, 12, 13] がよい精度で成立しており、強い相互作用で $c\bar{c}$ や $b\bar{b}$ が対消滅する可能性がほぼ無視できます。この性質を考慮すると、新たなエキゾチックハドロンの構成が可能になります。例えば、

- 電荷 $Q = \pm 1$ を持ち、クォーコニウムを含む終状態に崩壊するメソン

に必要な価クォーク構成は例えば $u\bar{d}Q\bar{Q}$ となり、OZI 則で $Q\bar{Q}$ の対消滅が禁止されれば、エキゾチックハドロンとみなすことができます。実際に 2011 年に発見された $Z_b^\pm(10610)$ および $Z_b^\pm(10650)$ [14] は $\Upsilon \sim b\bar{b}$ の励起状態と $\pi^\pm$ に崩壊するので、エキゾチックハドロンの候補と考えられています。本稿で議論する $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ [15] は p と J/ψ に崩壊するので

- バリオン数 $B = 1$ を持ち、チャーモニウムを含む終状態に崩壊するバリオン

であり、価クォーク構成に $uudc\bar{c}$ という5つのクォークが必要なペンタクォーク粒子の候補と考えられます²。これまでに報告された XYZ 状態は全てメソンでしたが、 $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ はバリオンセクターではじめて報告された $c\bar{c}$ を含む状態です。

¹あくまで最小の価クォーク構成の話で、実際のハドロンの構造を必ずしも表現していないことに注意して下さい。また、バリオン数0の系では、グルーボールのようにグルーオンの自由度がさらに多彩な構造を生むことが議論されており、実際にグルーオン励起がないと $q\bar{q}$ では実現できない $J^{PC} = 1^{-+}$ をもつ $\pi_1(1400)$ 、 $\pi_1(1600)$ は PDG[1] に掲載されています。しかし本稿の主対象であるバリオン数1の系ではグルーオン自由度を量子数で判別できないので、ここではフレーバーおよび電荷がエキゾチックな状態に焦点をあてて議論します。

²量子数だけに注目すれば uud で構成できるため核子の高励起状態とする解釈も可能ですが、その場合は 1) 崩壊の際に $c\bar{c}$ 生成が必要なこと、2) チャームクォーク対を使わずに数 GeV の励起エネルギーを生成すること、3) 3GeV を超えた領域で核子共鳴が見つからないこと、という問題を解決する必要があります。

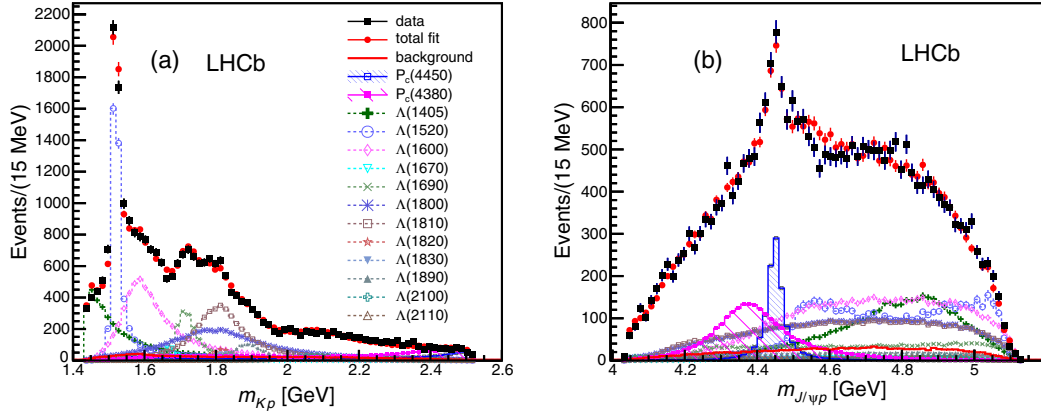


図 1: $\Lambda_b \rightarrow K^- + p + J/\psi$ 崩壊中の (a) $K^- p$ および (b) $J/\psi p$ 不変質量分布と振幅解析の比較 (文献 [15] より引用)。 (b) のヒストグラムの斜線部がそれぞれ $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ の寄与を表しています。

以下では $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ に焦点をあてつつ、エキゾチックハドロンの理論研究について議論します。LHCb 実験について概説したうえで P_c^+ についての代表的な理論研究を紹介し、それらを踏まえた今後のエキゾチックハドロン研究の展望を述べます。

2 LHCb Collaboration の実験

本節では文献 [15] の結果を簡単に紹介します。LHCb Collaboration は 7-8 TeV の pp 衝突によってボトムバリオンの基底状態 Λ_b を生成し、弱崩壊過程

$$\Lambda_b \rightarrow K^- + p + J/\psi \quad (1)$$

を測定しました。終状態は全てハドロンなので、弱い相互作用での Λ_b 崩壊に続いて、強い相互作用による終状態相互作用が起こります。終状態のハドロンから 2 体を選んで不変質量分布を構成した場合、2 体系に共鳴状態が存在すれば質量分布にピーク構造が現れます。例えば $K^- p$ 系には $S = -1$ を持つバリオン共鳴 Y^* が結合しており、実際に観測された $K^- p$ 不変質量分布には、図 1(a) のように $\Lambda(1520)$ の鋭いピークなどが現れています。このように、不変質量分布は 2 体系の相関を反映しています。

J/ψ とハドロンとの相互作用はよくわかっていませんが、同様に不変質量分布を解析することで相関の情報を引き出すことができます。しかし 3 体崩壊過程の場合、共鳴現象を含む $K^- p$ 系の強い相関が $J/\psi p$ および $J/\psi K^-$ 系の不変質量分布にも影響を与えるので、 $K^- p$ 相関の効果を正しく考慮して解析する必要があります。LHCb では、 $K^- p$ 相関を既知の Λ^* 共鳴の形で取り込んだ振幅解析を行いました³。しかし $K^- p$ 相関のみを取り込んだ振幅解析の結果では、実験で得られた $J/\psi p$ 系の質量分布を再現できませんでした。このことは、 $J/\psi p$ 系に非自明な相関があることを示しています。

³原理的には $I = 1$ の Σ^* も寄与しますが、文献 [15] では ($K^- p$ 弱崩壊との類似で $\Delta I = 0$ が主要な寄与を与えるとして) Λ^* 共鳴のみを考慮した結果が示されており、「 Σ^* を加えても結論は変わらない」と文章でコメントされています。

表 1: LHCb の結果 [15] のまとめ。質量と幅の誤差は、順番に統計誤差、系統誤差を示しています。 J_{best}^P は最適解を与えるスピン・パリティの組み合わせで、 J_1^P 、 J_2^P の組み合わせも許容可能なフィットを与えます。

状態	質量 (MeV)	幅 (MeV)	統計優位性	J_{best}^P	J_1^P	J_2^P
$P_c^+(4380)$	$4380 \pm 8 \pm 29$	$205 \pm 18 \pm 86$	9σ	$3/2^-$	$3/2^+$	$5/2^+$
$P_c^+(4450)$	$4449.8 \pm 1.7 \pm 2.5$	$39 \pm 5 \pm 19$	12σ	$5/2^+$	$5/2^-$	$3/2^-$

そこで $J/\psi p$ 系にも共鳴状態を導入した振幅解析を行います。様々な可能性を検討した結果、エネルギーが低くて幅の広い共鳴状態と、エネルギーが高く幅の狭い共鳴状態 2 つ (表 1 参照) を $J/\psi p$ 系に導入することで図 1(b) のように実験データが再現されました⁴。それぞれの状態は $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ と名付けられ、どちらの状態に対しても 9σ を超える高い統計優位性が報告されています。

P_c^+ のバリオン数とアイソスピンは、崩壊粒子の性質から $B = 1$ 、 $I = 1/2$ と決定されます。スピンパリティ J^P は、異なる J^P を仮定した場合の振幅解析のフィットの精度を比較することで推定されます。解析の結果、最適解は $(P_c^+(4380), P_c^+(4450)) = (3/2^-, 5/2^+)$ の組み合わせで得られました。ただし $(3/2^+, 5/2^-)$ 、 $(5/2^+, 3/2^-)$ という組み合わせも許容される解として示されています。

以上のように、文献 [15] では J/ψ と p に崩壊するペンタクォーク状態の候補が 2 つ報告されました。特に、幅の狭い $P_c^+(4450)$ は、観測された J/ψ 不変質量分布でピーク構造がはっきり見えており、Dalitz プロット中でも対応するエネルギーにバンドが確認できます。図 2(a) に示すように Argand プロットでも反時計回りの位相変化がみられるため、状態の存在はかなり確からしいと考えられます。反対に、幅の広い $P_c^+(4380)$ は振幅解析を行わないと見えない状態で、対応する図 2(b) の Argand プロットも明白な振る舞いは示していません。

3 P_c^+ の理論研究

論文 [15] の発表後、実験結果の解釈に関するさまざまな提案がなされました。多数の論文が arXiv に投稿されていますが、詳細な文献リストはレビュー論文 [16] に網羅されているので、以下では代表的なアプローチとして、クォーク模型に基づく研究、ハドロン分子描像に基づく議論、ピークを運動学的な特異性とする解釈について紹介します。また、論文 [15] の発表前に行われていた関連する研究についても触れます。

3.1 LHCb の発表以前の研究

$uudc\bar{c}$ というクォーク構成を持つバリオンは理論的に予想可能なものだったのでしょうか? 1992 年に、スキルミオンの背景場にメソンを束縛させる手法 [17] を応用し、 $c\bar{c}$ と核子の束縛状態が議

⁴共鳴状態を 1 つだけ導入した場合の解析や、 $J/\psi K^-$ 系の質量分布の結果は文献 [15] の Supplementary material に示されています。

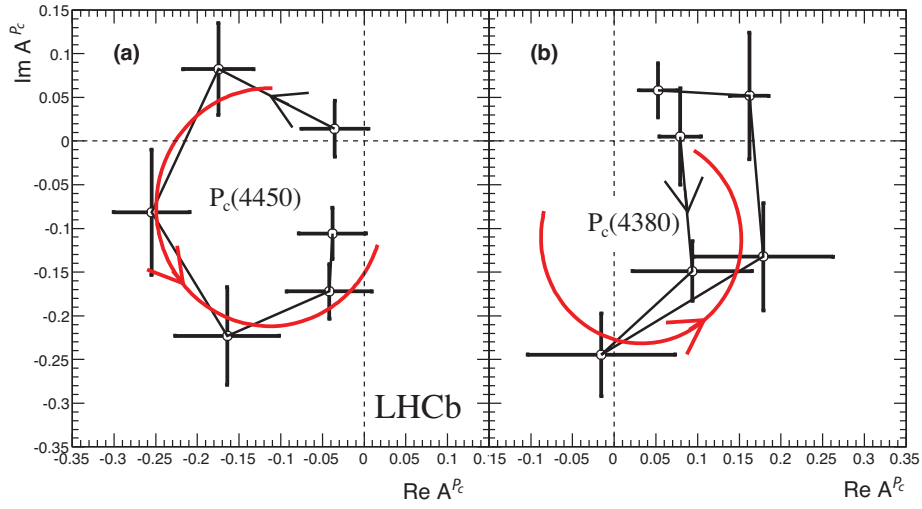


図 2: (a) $P_c^+(4450)$ および (b) $P_c^+(4380)$ に対する振幅のフィットによる Argand プロット (文献 [15] より引用)。曲線は表 1 の中心値を用いた Breit-Wigner 振幅による予言。

論されました。 $N(1535)$ を ηN 系と考える描像のアナロジーとして $\eta_c N$ の束縛状態が形成される可能性が指摘されました [18]。より定量的な計算として、2010 年にベクトルメソン交換模型を $\bar{D}^* \Sigma_c$ と結合チャンネルの散乱問題に適用することで、 $\bar{D}^* \Sigma_c$ 閾値以下のエネルギー領域に準束縛状態が予言されました [19]。詳細は 3.3 節で議論しますが、観測された $P_c^+(4450)$ に非常に近い質量、幅を持つ状態が、実験以前に文献 [19] で予言されていました。このように、 $uudc\bar{c}$ 状態の存在は理論的に全く予期せぬものではありませんでしたが、実験データが得られたことでより詳細な解析が可能になったと言えます。

上記の一連の予言は、ハドロン構造研究の手法の発展と関連しており興味深いです。かつてはクォーク模型やスキルミオン模型など、励起状態の崩壊を直接考慮せず、質量スペクトルや磁気能率などの静的な性質を議論する研究が主流でした。しかし近年では、より定量的な議論を行うために、ハドロン間散乱を取り扱い、励起状態をハドロン間散乱の共鳴状態として記述する動力学的な手法の重要性が認識されています。例えば、核子共鳴を体系的にチャンネル結合散乱で記述する文献 [20, 21] の研究があります。格子 QCD でも、励起状態を有効質量で議論するのではなく、ハドロン散乱を直接記述する研究が盛んに行われるようになってきました [22, 23]。PDG[1] に掲載されている 350 種のハドロンは、少数の基底状態を除いてほとんどすべてが強い相互作用に対して不安定な粒子であり、散乱、崩壊過程を考慮した解析は今後も重要になると考えられます。

3.2 クォーク模型とダイクォーク相関

クォーク模型はハドロンの内部構造を直観的に理解するのに有用です。クォーク模型で定性的な議論を行う際に、クォークの 2 体系をダイクォークというクラスターで考えることがあります [24, 25]。例えば 2 つのクォークをカラー $\bar{3}$ 、フレーバー反対称、スピン 0 に組み合わせると、カラー磁気相互作用が (あるいはインスタントン誘起相互作用が) 最も引力的にはたります。こ

の“good”ダイクォークの相関を考慮することで、いくつかのハドロン分光学の特徴⁵を説明することができます [26]。

文献 [27] では、 P_c^+ をダイクォーク相関を考慮したペンタクォーク描像で考えました。最適解の $(3/2^-, 5/2^+)$ というスピンパリティを実現するために、

$$P_c^+(4380) = \{\bar{c}[cq]_{S=1}[qq]_{S=1}, L = 0\}, \quad (2)$$

$$P_c^+(4450) = \{\bar{c}[cq]_{S=1}[qq]_{S=0}, L = 1\}, \quad (3)$$

という構造が提案されました。ここで S はスピン、 L は軌道角運動量で、ダイクォークは全てカラー $\bar{3}$ に組まれています。式 (3) の状態は軌道角運動量を持っているためにエネルギーが高くなりますが、good ダイクォーク $[qq]_{S=0}$ に組まれている軽いクォーク対がエネルギーを下げる役割を果たします。 XYZ 系で見積もられた角運動量励起 $[L = 1] - [L = 0]$ が約 300 MeV で、重いバリオンセクターでのダイクォーク間の質量差の見積り $[qq]_{S=1} - [qq]_{S=0}$ が約 200 MeV であることを考慮すると、式 (3) の状態は式 (2) に比べて約 100 MeV 重いことになり、超微細相互作用の補正を考えれば実験値を再現できる、と議論されています。また、 $P_c^+(4450)$ の狭い崩壊幅は、空間的なダイクォーク相関によって説明されるという議論もあります [28]。

3.3 ハドロン分子

qqq または $q\bar{q}$ で構成できる量子数であっても、通常と異なる構造を持つと期待されているハドロンがあります。2 体のハドロン間に引力がはたらいて s 波閾値の近傍に浅い束縛状態を作る場合、束縛エネルギーが小さければ系の波動関数が空間的に広がって、それぞれのハドロンの性格を保ったままゆるく束縛している分子的な状態が形成されます。代表的な例として、構成子クォーク模型での記述が難しい $\Lambda(1405)$ は $\bar{K}N$ 分子的状态が支配的であると考えられています [29, 30]。

P_c^+ の付近にも、崩壊チャンネルの $J/\psi p$ 以外に、同じ量子数を持つ結合チャンネルが多く存在するので (図 3)、 P_c^+ をハドロン分子として理解する解釈が可能です。3.1 節で紹介したチャンネル結合模型 [19] では、 $\bar{D}^*\Sigma_c$ 散乱に軽いハドロンチャンネルおよび $J/\psi N$ チャンネルとの結合を取り入れて崩壊過程を考慮すると、準束縛状態の質量 M と崩壊幅 Γ は

$$M = 4412 \text{ MeV}, \quad \Gamma = 47.3 \text{ MeV} \quad (4)$$

と得られました。表 1 と比較すると、観測された $P_c^+(4450)$ の性質に非常に近いことがわかります。ただし、この模型では s 波散乱を考えているので、予言された状態のスピンパリティは $3/2^-$ となります。また、LHCb で報告された幅の広い $P_c^+(4380)$ に対応する状態はあられず、 ~ 4260 MeV に約 60 MeV の幅を持った $1/2^-$ の状態が予言されています。

$\bar{D}^*\Sigma_c$ チャンネルの閾値は約 4460 MeV なので、上記の模型は観測されている $P_c^+(4450)$ を $\bar{D}^*\Sigma_c$ の準束縛状態と考える描像を支持します。実際に文献 [19] での結合定数の評価は、 $\bar{D}^*\Sigma_c$ 成分が支配的であることを示しています。同じセクターはクォーククラスター模型による相互作

⁵例えば 4 クォーク状態の軽いメソンとしてはフレーバー 1 と 8 のみが形成されるので、27 表現に属するようなエキゾチックメソンの不在を部分的に説明します。

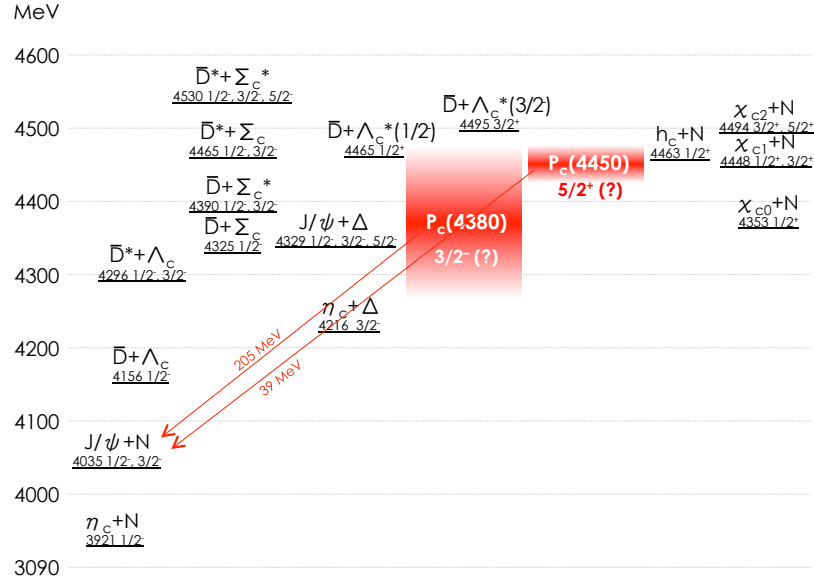


図 3: $P_c^+(4450)$ および $(b)P_c^+(4380)$ 周辺のメソンバリオン閾値。

用を用いた研究 [31] や、ヘビークォーク対称性⁶ によって拡張したチャンネル結合模型 [32, 33] でも調べられ、定性的に同じ結論が得られています。

一方で文献 [34] では、閾値エネルギーが約 4460 MeV である $\chi_{c1}p$ チャンネルに注目しました。 $\chi_{c1}p$ - $J/\psi p$ チャンネル結合で $P_c^+(4450)$ を考えて、状態の複合性条件 [35, 36] を用いることで、 $P_c^+(4450)$ は $\chi_{c1}p$ の分子的な状態であるという解釈⁷ を提示しています。

3.4 運動学的特異性

2 節でみたように、 P_c^+ は $J/\psi p$ の不変質量分布を調べることで発見されました。しかし、物理的な状態が存在しない場合にも、運動学的な理由で不変質量分布にピーク構造が生まれる可能性が一般にあります。簡単な例として、2 体ハドロンの閾値が開くエネルギーで、散乱振幅は非解析的なカusp 構造を持ちます。これは複素エネルギー平面上の散乱振幅が閾値で分岐点を持つことに起因します。ファインマン図を用いた説明では、閾値の特異性は 1 ループダイアグラムの中間状態が同時に物理的（オンシェル）になる点として理解でき、より複雑な三角ダイアグラムなどでも同様の機構で特異性が生じることが知られています [37, 38, 39]。これらの特異性は、相互作用の詳細によらず、中間状態の質量や外から与えるエネルギーのみで決まることから運動学的な特異性と呼ばれています。

LHCb で観測された $P_c^+(4450)$ のピーク構造を、運動学的特異性として解釈する可能性が議論されています。文献 [40] では、単純な $\chi_{c1}p$ の閾値効果で図 2 の Argand プロットに近いものが得られることや、 $\Lambda(1890)$ を含む三角ダイアグラムで $P_c^+(4450)$ の領域にピーク構造があらわれ

⁶ヘビークォーク対称性については 4.3 節を参照してください。

⁷ただし $\chi_{c1}p$ の s 波散乱でつくられる量子数は $3/2^+$ なので、表 1 に挙げられた $P_c^+(4450)$ のスピンパリティとは一致しません。

る可能性が議論されています。同様に $D_s^* \Lambda_c \bar{D}$ の三角ダイアグラム [41, 42] の重要性も指摘されています。このような特異性は 2 節の振幅解析は考慮されていなかったため、状態の存在を確立するために、4.1 節で議論するようなより詳細な解析が望まれます。

4 議論と展望

4.1 今後の実験的研究に求められること

実験的研究としては、まず P_c^+ を他の過程、反応で確認することで存在を確立する必要があります。例えば、 P_c^+ のエネルギーからは $\bar{D}^* + \Lambda_c$ 、 $\bar{D} + \Sigma_c$ 、 $\chi_{c0} + N$ などのモードに強い相互作用で崩壊できます。異なる崩壊モードで同じエネルギーに P_c^+ を観測することは、状態の存在を確立する第一歩となります。文献 [40] で提案されたように、 $\Lambda_b \rightarrow K^- \chi_{c1} p$ 過程を調べることで、運動学的な特異性を判別できる可能性もあります。また、荷電パートナーである中性の $P_c^0 \sim uddc\bar{c}$ を観測することも重要です。XYZ と異なり P_c^+ のアイソスピンは $I = 1/2$ なので、中性チャンネルと荷電チャンネルは電荷が異なるだけで、強い相互作用の性質は等しくなります。異なる崩壊モードでのスペクトルの変化や分岐比の測定は、状態の存在の確立だけでなく、さまざまなモデルの予言の比較を通じて、 P_c^+ の内部構造の詳細を知る手がかりとなります。また、 P_c^+ のスピンは現在は振幅解析の fit で推定していますが、最終的には崩壊角分布の解析から決定することが望まれます。パリティの決定はさらに難しいのですが、モデルの判別や内部構造の理解にスピンパリティの決定は欠かせません。

異なるプロセスで P_c^+ を生成することも重要です。 P_c^+ は $c\bar{c}$ を含むので一般に高いエネルギーの始状態が必要であり、生成できる反応は限られています。ボトムクォークを含む状態からの弱崩壊では、例えば $\Upsilon \rightarrow J/\psi + p + \bar{p}$ が可能です [40]。文献 [15] で調べられた $\Lambda_b \rightarrow K^- + P_c^+$ 以外の Λ_b の弱崩壊過程も考えられます。これに関連して、LHCb での以前の $\Lambda_b \rightarrow J/\psi + p + \pi^-$ モードの研究 [43] で、 $J/\psi p$ の不変質量分布の 4.4 GeV 付近にピークがあることが指摘されています [44, 45]。また、 Λ_b 崩壊以外に、光生成 [46, 47, 48] や重イオン衝突 [49] での P_c^+ 生成が理論的に議論されているので、様々な反応で P_c^+ 探索を行うことで新たな性質が浮かび上がることが期待されます。

4.2 P_c 以外のペンタクォークの理論的研究

ヘビークォークセクターでは P_c 以外のクォーク構成を持つエキゾチックバリオンの研究も行われています。例えば、クォーク間のカラー磁気相互作用の引力を起源として、 $uuds\bar{c}$ 状態が存在する可能性が指摘されました [50]。この状態 P_{cs} は Fermilab の実験で探索されましたが、ピーク構造は観測されませんでした [51, 52]。文献 [53] では、large N_c 極限に基づく相対論的平均場モデル（カイルソリトンモデル）を使って、 $uudc\bar{s}$ 状態である B_c^{++} (Beta baryon) が安定に存在すると議論されています。これ以外にも、ダイクォーク模型に基づいて、good ダイクォーク [ud], [us], [ds] のもつ引力により $udus\bar{Q}$ や $usds\bar{Q}$ ($Q = c, b$) などの状態が安定である可能性も示されています [54]。また、ヘビークォーク対称性と π 交換のテンソル力に起因する $\bar{D}N - \bar{D}^*N$ 束縛

状態（クォーク構成 $uudd\bar{c}$ ）も予言されています [55]⁸。最近、 ϕ メソンと核子の相互作用について閾値近辺で非自明な構造をもつことが実験的に報告され [69]、理論的にも核子の励起状態である $N^*(1535)$ が $qqqs\bar{s}$ 成分をもつという可能性も指摘されています [70]。

ここに挙げた状態のクォーク構成は、 P_c の場合に p に付け加えた $c\bar{c}$ を、それぞれ

$$P_{cs} : p + s\bar{c}, \quad B_c^{++} : p + c\bar{s}, \quad \bar{D}N - \bar{D}^*N : p + d\bar{c}, \quad \phi N / N^*(1535) : p + s\bar{s} \quad (5)$$

のように置き換えることで得られます。同様に、 $c\bar{c}$ を $d\bar{s}$ に置き換えることで $\Theta^+ \sim uudd\bar{s}$ [4, 5, 6] が得られます。様々なペンタクォーク状態は構成クォークの置き換えで関係付いていますが、一方で粒子ごとに安定性の根拠は異なる動力学によって与えられており、単一の状態の存在 / 不在で他のペンタクォークについて議論することは一般に自明ではありません。どのような物理的機構でペンタクォークが存在しうるのかを明らかにするためには、様々な状態に関する実験的事実を地道に積み重ねることが必要です。この意味で、 P_c の発見はエキゾチックハドロンの理解に対する重要な結果であり、チャームをボトムやストレンジに置き換えたペンタクォークも含めて、今後の実験的研究によるエキゾチック状態の解明につながっていくことが期待されます。

4.3 ヘビークォークのスピン対称性の役割

P_c^+ のようなエキゾチックなハドロンではヘビークォークのスピン対称性（HQS (Heavy Quark Spin) 対称性）が大きな役割を果たしている可能性があります。HQS 対称性はヘビークォークの質量が無限大の極限における QCD のもつ対称性であり、ヘビークォークのスピンが軽いクォークやグルーオンのスピンとは独立であることを意味します [56, 57]⁹。実際に HQS 対称性はチャーム / ボトムハドロンの様々な性質に関与しています。例えば、クォーク構成 $qqqq\bar{Q}$ をもつペンタクォークのスピンは、 $qqqq$ 成分のスピン j と $\bar{Q}$ 成分のスピン $1/2$ の組み合わせとして $j_{\pm} = j \pm 1/2$ で表されますが、HQS 対称性より、両者の成分のスピンの向き (j_+ あるいは j_-) に依存せず、二つの状態は同じ縮退した質量をもちます。このとき $j_{\pm}$ 以外の量子数（パリティやアイソスピンなど）は同じです。もっともチャーム / ボトムクォークの質量は無限大ではなく有限なので、実際のチャーム / ボトムハドロンにおいて $j_{\pm}$ 状態の質量差は存在しますが、その差は $1/m_Q$ の因子によって小さく抑えられます。HQS 対称性はハドロンがどのような構造（コンパクトなクォーク状態や広がったハドロン分子状態など）であっても必ず成り立つ対称性なので、このような小さな質量差の存在は普遍的なものであると言えるでしょう [58]。

もし HQS 対称性を $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ に適用すると、どのような議論になるのでしょうか？まず簡単な場合として、 $qqqc\bar{c}$ の $c\bar{c}$ がコンパクトな塊であると考えことにします。 $c\bar{c}$ は s 波であるとするスピン 0 あるいは 1 であり、それぞれを $(c\bar{c})_0$ および $(c\bar{c})_1$ と表すことにします。ただし、 $(c\bar{c})_0$ と $(c\bar{c})_1$ は重いクォーク極限でも完全に縮退しているわけではないことに注意します。実際に、 $(c\bar{c})_0$ と $(c\bar{c})_1$ の質量差 Δ は、1 グルーオン交換のスピン-スピン相互作用で与えられるので、カラークーロンポテンシャル¹⁰ による束縛エネルギー $B \sim \alpha_s m_Q$ (α_s は強い力の結合定数) に対して $\Delta \sim \alpha_s B$ となり有限量として残ります。しかし、この質量差は摂動的に

⁸ただし $\bar{D}^*N$ 閾値より重い領域には明白なピーク構造がないことが報告されています [59]。

⁹クォーク質量無限大の極限における HQS 対称性は、クォーク質量がゼロの極限で成り立つカイラル対称性とは異なります。

¹⁰ $c\bar{c}$ がコンパクトな状態であるとき、 $c\bar{c}$ 間の力はカラークーロン力で近似することができます。

取り扱うことが可能なので、近似的には $(c\bar{c})_0$ の $(c\bar{c})_1$ の質量差は小さく、両者を縮退した状態とみなすことができます。 $qqqc\bar{c}$ のうち qqq のスピンを半整数 $j \geq 3/2$ とすると、HQS 対称性から $qqq(c\bar{c})_0$ (スピン j) と $qqq(c\bar{c})_1$ (スピン $j, j \pm 1$) の 4 つの縮退した状態があります。また、 j が最小値 $1/2$ をとるとき、 $qqq(c\bar{c})_0$ (スピン $1/2$) と $qqq(c\bar{c})_1$ (スピン $1/2, 3/2$) の 3 つの縮退した状態があります。HQS 対称性により縮退した状態はスピンのみが異なり、同じパリティをもちます。一方で、LHCb の実験結果によると $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ のスピンパリティは (i) $3/2^-, 5/2^+$, (ii) $3/2^+, 5/2^-$, (iii) $5/2^+, 3/2^-$ のようにパリティが異なるので、ある量子数をもつ共通の qqq が存在するという、 $c\bar{c}$ がコンパクトな塊であると仮定した場合の HQS 対称性による状態の分類には当てはまりません。また、 $c\bar{c}$ が遠く離れている場合は、QCD の非摂動効果を考える必要があります。格子 QCD における pNRQCD (potential non-relativistic QCD) の計算では、 $c\bar{c}$ がカラー 1 重項であるときは、スピン-スピン相互作用は短距離のみに限られることが知られています [60]。この場合は上記の議論を適用することができます。しかし、 $qqqc\bar{c}$ 内部において $c\bar{c}$ はカラー 8 重項である可能性があります。この場合のスピン-スピン相互作用はよく知られていません。ハドロン自由度を用いた議論としては、HQS 対称性をもつハドロン分子構造が議論されています [32, 33]¹¹。いずれにせよ、HQS 対称性との関連性については今後詳しく研究する必要があるでしょう¹²。

4.4 その他の関連するエキゾチックなハドロン / 原子核

P_c^+ は $c\bar{c}$ を含んだバリオン数 1 のエキゾチックなハドロンなので、 $c\bar{c}$ を含んだバリオン数 0 である XYZ ハドロン ($q\bar{q}c\bar{c}$ など) についてバリオン数を拡張したものとみなすことができます。その意味で、 P_c^+ と XYZ ハドロンの共通点 / 相違点を探ることは、両者の構造を理解する上で重要なキーポイントになるでしょう。例えば、ヘビークォーク Q について、 $Q\bar{Q}$ はカラークーロンポテンシャルで束縛された、非常に小さいサイズのサブユニットになります。このとき $qqqQ\bar{Q}$ と $q\bar{q}Q\bar{Q}$ の両方において $Q\bar{Q}$ は同じ性質をもつのでしょうか？それとも qqq と $q\bar{q}$ の違いによって、異なる性質をもつのでしょうか？そのとき、 $Q\bar{Q}$ は qqq あるいは $q\bar{q}$ とどのような相互作用をするのでしょうか？また、 XYZ ハドロンにおいて、ヘビークォークの組み替えのチャンネル ($q\bar{q}-Q\bar{Q} \leftrightarrow q\bar{Q}-\bar{q}Q$) の寄与が大きいことが最近の格子 QCD 計算で示されています [62]。 P_c^+ のヘビークォークの組み替え ($qqq-Q\bar{Q} \leftrightarrow qqQ-q\bar{Q}$) はどうなっているのでしょうか？

バリオン数をさらに拡大して 1 より大きくすると、原子核中に $c\bar{c}$ を含む状態を考えることになります。例えば、 $c\bar{c}$ を含む原子核の基底状態として、 J/ψ が束縛された原子核である J/ψ 原子核が挙げられます [63]。ただし、 P_c^+ との関連性を考えると、 J/ψ 原子核中において $J/\psi N$ チャンネルは一般的に $\bar{D}\Lambda_c, \bar{D}^*\Lambda_c, \bar{D}\Sigma_c, \bar{D}^*\Sigma_c, \bar{D}\Sigma_c^*, \bar{D}^*\Sigma_c^* (\sim P_c)$ チャンネル等に結合することが可能なので (図 3)、 J/ψ 原子核の励起状態として P_c 原子核 ($\bar{D}\Lambda_c, \bar{D}^*\Lambda_c, \bar{D}\Sigma_c, \bar{D}^*\Sigma_c, \bar{D}\Sigma_c^*, \bar{D}^*\Sigma_c^*$ 等が準束縛された原子核) が存在する可能性があります。このように $c\bar{c}$ を含む原子核の様々な性質を調べることは、原子核物理との関連としても重要な課題です。実際に $c\bar{c}$ 原子核を生成するための $c\bar{c}$ 生成の素過程は、光生成反応 [64] および π^- 入射反応 [65] が理論的に調べられています。特に、 π^- 入射反応を応用することで、J-PARC 高運動量ビームラインでの $c\bar{c}$ を含む

¹¹3.3 節を参照してください。

¹²類似する状態として $\Xi_{cc}, \Xi_{cc}^* (ccq)$ バリオンにおける cc の議論があります [61]。

原子核の研究が期待されます [66]。

フレーバーを変えることは QCD のパラメーターとしてクォーク質量を変化させることに対応します。したがって、フレーバーによるハドロンの性質や相互作用の違いは、QCD からハドロンの物理現象を理解する上で重要な見方を与えます。 $c\bar{c}$ を含む原子核は、ストレンジネスにおける $\bar{K}$ メソン原子核あるいはハイパー原子核とは異なる性質をもつ可能性があります。 P_c 原子核は J/ψ 原子核の励起状態である可能性について触れました。このとき励起過程では $q\bar{c}-qqc \leftrightarrow c\bar{c}-qqq$ によるクォークの組み替えが起こっています。つまり、励起状態と言っても、軽いクォーク-反クォーク対 ($q\bar{q}$) の生成 / 消滅は起こらないことに注意してください。一方で、 $\bar{K}$ メソン原子核とハイパー核は同じ量子数をもち得るので、前者は後者の励起状態とみなすことができます。この励起過程では $s\bar{q}-qqq \leftrightarrow sqq$ のように軽いクォーク-反クォーク対の生成 / 消滅が起こっています。このような励起メカニズムの違いが、核媒質中のハドロンの励起や原子核の性質にどのような違いを与えるのかは、興味深い問題点です。

原子核中の $c\bar{c}$ と $s\bar{s}$ の性質の違いも重要なテーマです。原子核内部に束縛された J/ψ メソンや η_c メソンの性質は核媒質中のグルーオン凝縮に密接に関連していることが知られています [67]。グルーオン交換はフレーバーに依存しないので、 ϕ メソンについても同様の議論ができるでしょう。ただし、 ϕ メソンは、原子核中のカイラル対称性の自発的破れの部分的回復を探るプローブであることも知られています [68]。 ϕ メソン-核子相互作用と N^* 共鳴状態、および J/ψ , η_c メソン-核子相互作用と P_c^+ 共鳴状態を足がかりとして、核媒質中におけるハドロンの相互作用や共鳴状態を調べることは、QCD からハドロンの物理を理解する上で重要なテーマであると言えるでしょう。

5 まとめ

LHCb によるチャームペンタクォーク $P_c^+(4380)$ と $P_c^+(4450)$ の発見と、関連するエキゾチックハドロンの研究について紹介しました。エキゾチックハドロンが実験的に観測されていない事実は、低エネルギー QCD の重要な未解決問題です。どのような形態のハドロンが存在できるかを明らかにするためには、通常と異なる構造を持つ状態を理解する必要があります。 P_c^+ の発見はこの重要な契機となるでしょう。

P_c^+ の理論研究の今後の課題は、質量や幅などの性質を定量的に再現する枠組みを提案することが第一歩となります。ただし、多くの場合モデル計算は観測されていない状態も同時に予測することに注意が必要です。これまでに実験的に探索が行われている系も多いので¹³、既存のデータと矛盾がないような枠組みとなっていることを確認したうえで P_c^+ を説明する必要があるでしょう。さらに、内部構造を反映した観測量、具体的にはスピンパリティや崩壊分岐比などを同時に議論し、構造を判別する観測量を提案することが重要です。第一原理計算である格子 QCD のエキゾチックハドロンの適用も進展しており [71, 72]、エキゾチックハドロンの今後のさらなる発展が期待されます。

¹³エキゾチックハドロンの存在が確立していないのは、実験での探索が十分でないからだ、という説明もあります。しかし、明示的に探索をしていなくても、通常ハドロンの解析で対応するスペクトルを調べている場合があります。例えば、 Λ^* を K^-p チャンネルのスペクトルで探索する場合に、バックグラウンドの見積のために (そこにエキゾチックな状態は結合していないと暗に仮定して) K^+p チャンネルのスペクトルを利用することがあります。 $P_c^+(4450)$ のように幅が狭い状態が存在していれば、異常が報告されているはずです。

参考文献

- [1] Particle Data Group, K. Olive *et al.*, Chin. Phys. C **38**, 090001 (2014).
- [2] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- [3] N. Isgur and G. Karl, Phys. Rev. D **18**, 4187 (1978).
- [4] D. Diakonov, V. Petrov and M. V. Polyakov, Z. Phys. A **359**, 305 (1997).
- [5] LEPS Collaboration, T. Nakano *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 012002 (2003).
- [6] LEPS Collaboration, T. Nakano *et al.*, Phys. Rev. C **79**, 025210 (2009).
- [7] 兵藤 哲雄, 原子核研究 第 52 卷 1 号 35 (2008).
- [8] Belle Collaboration, S. K. Choi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
- [9] 宮林 謙吉, 飯嶋 徹, 原子核研究 第 53 卷 1 号 57 (2008).
- [10] N. Brambilla *et al.*, Eur. Phys. J. C **71**, 1534 (2011).
- [11] S. Okubo, Phys. Lett. **5**, 165 (1963).
- [12] G. Zweig, An SU(3) model for strong interaction symmetry and its breaking. Version 2, in *Developments in the Quark Theory of Hadrons. Vol. 1. 1964 - 1978*, edited by D. Lichtenberg and S. P. Rosen, pp. 22–101, 1964.
- [13] J. Iizuka, Prog. Theor. Phys. Suppl. **37**, 21 (1966).
- [14] Belle Collaboration, A. Bondar *et al.*, Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
- [15] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
- [16] H.-X. Chen, W. Chen, X. Liu and S.-L. Zhu, arXiv:1601.02092 [hep-ph].
- [17] C. G. Callan, Jr. and I. R. Klebanov, Nucl. Phys. B **262**, 365 (1985).
- [18] C. Gobbi, D. O. Riska and N. N. Scoccola, Phys. Lett. B **296**, 166 (1992).
- [19] J.-J. Wu, R. Molina, E. Oset and B. S. Zou, Phys. Rev. Lett. **105**, 232001 (2010).
- [20] H. Kamano, S. X. Nakamura, T.-S. H. Lee and T. Sato, Phys. Rev. C **88**, 035209 (2013).
- [21] 鎌野 寛之, 原子核研究 第 58 卷 2 号 64 (2014).
- [22] CP-PACS Collaboration, S. Aoki *et al.*, Phys. Rev. D **76**, 094506 (2007).
- [23] Hadron Spectrum Collaboration, J. J. Dudek *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 182001 (2014).
- [24] M. Ida and R. Kobayashi, Prog. Theor. Phys. **36**, 846 (1966).

- [25] D. B. Lichtenberg and L. J. Tassie, Phys. Rev. **155**, 1601 (1967).
- [26] R. L. Jaffe, Phys. Rept. **409**, 1 (2005).
- [27] L. Maiani, A. D. Polosa and V. Riquer, Phys. Lett. B **749**, 289 (2015).
- [28] R. F. Lebed, Phys. Lett. B **749**, 454 (2015).
- [29] T. Hyodo and D. Jido, Prog. Part. Nucl. Phys. **67**, 55 (2012).
- [30] 兵藤 哲雄, 慈道 大介, 日本物理学会誌 第 67 卷 4 号 226 (2012).
- [31] W. L. Wang, F. Huang, Z. Y. Zhang and B. S. Zou, Phys. Rev. C **84**, 015203 (2011).
- [32] C. Garcia-Recio, J. Nieves, O. Romanets, L. L. Salcedo and L. Tolos, Phys. Rev. D **87**, 074034 (2013).
- [33] C. W. Xiao, J. Nieves and E. Oset, Phys. Rev. **D88**, 056012 (2013).
- [34] U.-G. Meissner and J. A. Oller, Phys. Lett. B **751**, 59 (2015).
- [35] T. Hyodo, D. Jido and A. Hosaka, Phys. Rev. C **85**, 015201 (2012).
- [36] T. Hyodo, Int. J. Mod. Phys. A **28**, 1330045 (2013).
- [37] L. D. Landau, Nucl. Phys. **13**, 181 (1959).
- [38] S. Coleman and R. E. Norton, Nuovo Cim. **38**, 438 (1965).
- [39] R. J. Eden, P. V. Landshoff, D. I. Olive, J. C. Polkinghorne, *The Analytic S-Matrix* (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1966)
- [40] F.-K. Guo, U.-G. Meissner, W. Wang and Z. Yang, Phys. Rev. D **92**, 071502 (2015).
- [41] X. H. Liu, Q. Wang and Q. Zhao, arXiv:1507.05359 [hep-ph].
- [42] M. Mikhasenko, arXiv:1507.06552 [hep-ph].
- [43] LHCb Collaboration, R. Aaij *et al.*, JHEP **07**, 103 (2014).
- [44] T. J. Burns, Eur. Phys. J. A **51**, 152 (2015).
- [45] E. Wang, H.-X. Chen, L.-S. Geng, D.-M. Li and E. Oset, arXiv:1512.01959 [hep-ph].
- [46] Q. Wang, X.-H. Liu and Q. Zhao, Phys. Rev. **D92**, 034022 (2015).
- [47] V. Kubarovsky and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **92**, 031502 (2015).
- [48] M. Karliner and J. L. Rosner, Phys. Lett. **B752**, 329 (2016).
- [49] R.-Q. Wang *et al.*, arXiv:1601.02835 [hep-ph].

- [50] H. J. Lipkin, Phys. Lett. B **195**, 484 (1987).
- [51] E791 Collaboration, E. M. Aitala *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 44 (1998).
- [52] E791 Collaboration, E. M. Aitala *et al.*, Phys. Lett. B **448**, 303 (1999).
- [53] D. Diakonov, Prog. Theor. Phys. Suppl. **186**, 99 (2010).
- [54] S. H. Lee and S. Yasui, Eur. Phys. J. C **64**, 283 (2009).
- [55] S. Yasui and K. Sudoh, Phys. Rev. D **80**, 034008 (2009).
- [56] A.V. Manohar and M.B. Wise, Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol. **10**, 1 (2000).
- [57] 安井 繁宏, 原子核研究 第 57 卷 2 号 34 (2013).
- [58] S. Yasui, K. Sudoh, Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, A. Hosaka and T. Hyodo, Phys. Lett. B **727**, 185 (2013).
- [59] ZEUS Collaboration, S. Chekanov *et al.*, Eur. Phys. J. C **38**, 29 (2004).
- [60] Y. Koma and M. Koma, Nucl. Phys. B **769**, 79 (2007).
- [61] T. D. Cohen and P. M. Hohler, Phys. Rev. D **74**, 094003 (2006).
- [62] Y. Ikeda *et al.*, arXiv:1602.03465 [hep-lat].
- [63] A. Yokota, E. Hiyama and M. Oka, PTEP **2013**, no. 11, 113D01 (2013).
- [64] Y. Huang, J. He, H. F. Zhang and X. R. Chen, J. Phys. G **41**, 115004 (2014).
- [65] E. J. Garzon and J. J. Xie, Phys. Rev. C **92**, 035201 (2015).
- [66] 野海 博之, 安井 繁宏, 原子核研究 第 58 卷 1 号 81 (2013).
- [67] F. Klingl, S. s. Kim, S. H. Lee, P. Morath and W. Weise, Phys. Rev. Lett. **82**, 3396 (1999) [Erratum: Phys. Rev. Lett. **83**, 4224 (1999)].
- [68] R. S. Hayano and T. Hatsuda, Rev. Mod. Phys. **82**, 2949 (2010).
- [69] T. Mibe *et al.* [LEPS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **95**, 182001 (2005).
- [70] B. C. Liu and B. S. Zou, Phys. Rev. Lett. **96**, 042002 (2006).
- [71] Y. Ikeda *et al.*, Phys. Lett. B **729**, 85 (2014).
- [72] S. Prelovsek, C. B. Lang, L. Leskovec and D. Mohler, Phys. Rev. D **91**, 014504 (2015).