

格子 QCD を用いた hidden-charm pentaquark の解析

杉浦 拓也

理化学研究所 数理創造プログラム

1. 背景

素粒子であるクォークとグルーオンが強い力によって結び付いた粒子を、一般にハドロンと呼ぶ。その中でも、2000年代初頭から相次いで実験的に報告されているエキゾチックハドロンと呼ばれるものの性質は特に注目を集めている。構成子クォーク模型は、クォーク・反クォーク対（メソン）またはクォーク 3 体系（バリオン）という描像に基づいて励起状態を含めた多くのハドロンの性質を再現してきた。これを越えた 4 クォーク以上からなるハドロン、エキゾチックハドロンの形成機構を明らかにすることは、強い力における大きな謎であるカラー閉じ込め機構の解明につながる重要な課題である。

特に、2015年に初めて LHCb コラボレーションによって報告された $[1]P_c$ と呼ばれるハドロンは、4 つのクォークと 1 つの反クォークからなるペンタクォークであると期待されている。2019年には統計数を 9 倍に増やした再解析がなされ、 $P_c^+(4312)$ 、 $P_c^+(4440)$ 、 $P_c^+(4457)$ という 3 つの状態が報告された[2]。また、ストレンジクォークを含むパートナー状態も報告されている[3]。 P_c は終状態として J/ψ 中間子と陽子のペアに崩壊するハドロン共鳴状態であり、その解析にはチャームクォークを含むハドロン間相互作用を知る必要がある。 P_c の存在形態に関して既に多くの理論的研究が行われているが、チャームクォークを含んだハドロンの相互作用に関する実験データは非常に限られているため、定量的な議論ができず明確な結論は得られていないのが現状である。

2. 格子 QCD によるハドロン間相互作用

ハドロン間相互作用を生み出している強い力の基礎理論は量子色力学(QCD)である。原理的には、QCD を解析することで全てのハドロンの静的・動的な性質が理解できる。しかし、QCD は低エネルギー領域

で強い非摂動的性質を示すことが知られており、解析的に解くことは不可能である。QCD の基礎方程式を解くことのできる現時点で唯一の方法は、離散化した有限体積の箱の上で QCD のシミュレーションを行う格子 QCD という手法である。

近年、HAL QCD コラボレーションによって提唱された手法により、ハドロン間相互作用を格子 QCD により計算することが可能になった[4,5]。この手法は格子 QCD で計算したハドロン相関関数の空間相関から、シュレディンガー方程式を通してポテンシャルエネルギーを取り出す手法である。これはより古くから知られている Lüscher 法 [6]と理論的に等価であるが、時間依存法[7]と呼ばれる改良型を使うことでより系統誤差をより容易にコントロールすることが可能となる[8]。

HAL QCD 法を用いることで QCD の第一原理計算によりチャームクォークを含んだハドロン間の相互作用を計算し、それを使って P_c の解析を行うのが本研究の目的である。これにより、実験データによらず定量的な議論が可能になり、理論的アプローチによる実験結果のクロスチェック及び予言をすることができる。

3. チャンネル結合

P_c は 2 つの u クォーク、1 つの d クォーク、そして c クォーク・反 c クォークから成っている。スピン・パリティ $J^P = 3/2^-$ を持つ S 波の 2 体ハドロン系を仮定すると、最も閾値の低いチャンネルは実験的に P_c が発見された J/ψ と陽子 p の系となる。しかしクォークの入れ替えにより他のハドロンにも結合できて、 $P_c^+(4457)$ より下に閾値があるものとしては(1) $J/\psi + p$ 、(2) $\Lambda_c + \bar{D}^*$ 、(3) $\Sigma_c^* + \bar{D}$ 、(4) $\Sigma_c + \bar{D}^*$ の 4 チャンネルとなる。終状態・始状態として各 4 つのチャンネルを考え、合計 16 通りのハドロン相関関数を

計算することで、チャンネル間の遷移を考慮した結合チャンネルポテンシャルが求められる。

しかし現状、結合チャンネル系の解析はまだ終わっていないので、ここではチャンネル間遷移を無視した有効ポテンシャルを調べる。

4. 有効ポテンシャル

格子 QCD 計算には、PACS-CS コラボレーションによって生成された、2+1 フレーバーゲージ配位を用いる[9,10]。格子体積は $32^3 \times 64$ 、格子間隔は 0.0907 fm であり、物理的な空間体積は $(2.90 \text{ fm})^3$ に相当する。パイ中間子質量は 700 MeV, 570 MeV, 410 MeV の 3 つを用いた。格子 QCD 計算においては線型ソルバによる伝播関数の計算が大きな計算量を占める。これには格子 QCD 共通コード Bridge++ [11]の最適化されたソルバを用いた。

パイ中間子質量 410 MeV での、4 つのチャンネルに対する有効ポテンシャルを図 1 に示す。どのチャンネルも近距離で引力的であるが、遠距離では力が働かなくなるのがわかる。 $J/\psi + p$ は他の 3 つのチャンネルに比べて引力が弱く、 $\Sigma_c^* + \bar{D}$ や $\Sigma_c + \bar{D}^*$ は引力がより強い。

このことをより定量的に見るために、観測量である散乱位相差を計算したのが図 2 である。 $\Sigma_c^* + \bar{D}$ と $\Sigma_c + \bar{D}^*$ の有効ポテンシャルからは束縛状態の存在が示唆される。それぞれの散乱長 a と有効距離 r は、(1) $J/\psi + p$: $a = 0.51 \pm 0.07 \text{ fm}$, $r = 2.18 \pm 0.17 \text{ fm}$ 、(2) $\Lambda_c + \bar{D}^*$: $a = 1.89 \pm 0.50 \text{ fm}$, $r = 1.21 \pm 0.12 \text{ fm}$ 、(3) $\Sigma_c^* + \bar{D}$: $a = -2.40 \pm 0.25 \text{ fm}$, $r = 0.56 \pm 0.31 \text{ fm}$ 、(4) $\Sigma_c + \bar{D}^*$: $a = -3.22 \pm 0.22 \text{ fm}$, $r = 0.96 \pm 0.01 \text{ fm}$ であった。この解析ではチャンネル間遷移を無視しているが、 $\Sigma_c^* + \bar{D}$ や $\Sigma_c + \bar{D}^*$ の準束縛状態としてのハドロン共鳴状態が存在することが示唆され、これが P_c である可能性はある。より正確な議論のため、今後チャンネル結合系の解析を進めていく。

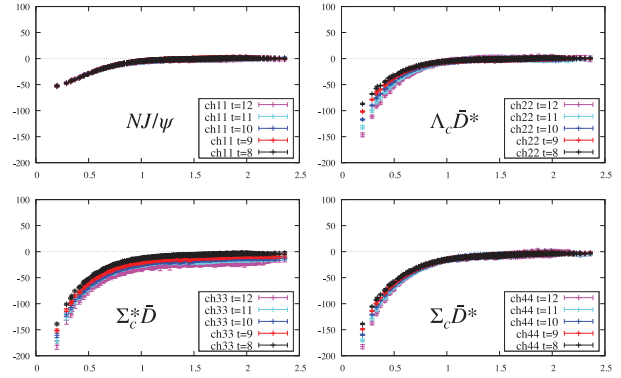


図 1 : パイ中間子質量 410 MeV における有効ポテンシャル。横軸はハドロン間の相対距離[fm]、縦軸はポテンシャルエネルギー[MeV]。(左上) $J/\psi + p$ 、(右上) $\Lambda_c + \bar{D}^*$ 、(左下) $\Sigma_c^* + \bar{D}$ 、(右下) $\Sigma_c + \bar{D}^*$ について、異なる 5 つの時間において評価された有効ポテンシャルを示している。

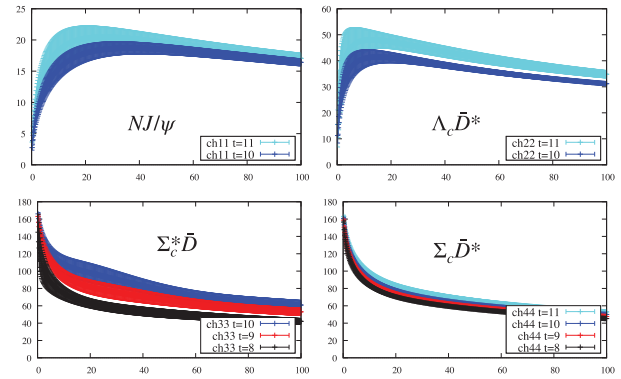


図 2 : 有効ポテンシャルから求めた散乱位相差。横軸は重心系のエネルギー[MeV]、縦軸は位相差[degree]。

5. 結論と今後の展望

本研究では、格子 QCD を用いた第一原理計算によってハドロン間相互作用を計算し、それを用いてペンタクォーク候補である P_c の解析を行った。簡易的な解析である有効ポテンシャルからは、準束縛状態としての P_c の存在が示唆された。今後、結合チャンネル系の解析を行いより正確な議論を行なっていく。

本研究で用いたクォーク質量は、最も軽いセットアップでもパイ中間子質量 410 MeV と、実験値の 140 MeV よりも大きい。さらに空間体積の $(2.90 \text{ fm})^3$ も最低限の大きさであり、より大きくして調べてみるべきである。現実的クォーク質量における大体積計算を、来年度以降富岳で進める計画をしており、さらなる発展が期待できる。

参考文献

- [1] R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **115**, 072001 (2015).
- [2] R. Aaij *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 222001 (2019).
- [3] R. Aaij *et al.*, (2020) arXiv:2012.10380 [hep-ex].
- [4] N. Ishii, S. Aoki and T. Hatsuda, Phys. Rev. Lett. **99**, 022001 (2007).
- [5] S. Aoki, T. Hatsuda, and N. Ishii, Prog. Theor. Phys. **123**, 89 (2010).
- [6] M. Lüscher, Nucl. Phys. **B354**, 531 (1991).
- [7] N. Ishii *et al.*, Phys. Lett. **B712**, 437 (2012).
- [8] T. Iritani *et al.*, J. High Energ. Phys. **2019**, 7 (2019).
- [9] S. Aoki *et al.*, Phys. Rev. **D79**, 034503 (2009).
- [10] S. Aoki *et al.*, Phys. Rev. **D81**, 074503 (2010).
- [11] S. Ueda *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **523**, 012046 (2014).