

國學院大學學術情報リポジトリ

QCD和則における1重項バリオンの一考察

メタデータ	言語: Japanese 出版者: 公開日: 2023-02-06 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 近藤, 良彦 メールアドレス: 所属:
URL	https://doi.org/10.57529/00001264

QCD和則における1重項バリオンの一考察

近藤 良彦

要旨：QCD和則の手法を用いて1重項バリオンの性質を研究した。パリティが正と負の状態を調べて質量を導出し、正パリティの粒子は未発見であると考えられ、負パリティの粒子は $\Lambda(1800)$ が候補となることを見出した。ゆえに、 $\Lambda(1405)$ は1重項バリオンであるとは見なせず、エキゾチックな粒子である可能性を指摘した。

【キーワード】

物理学、量子色力学、ハドロン、カイラル対称性

1. はじめに

すべての物質の基本となっている陽子や中性子はクォークと呼ばれる素粒子から成る複合粒子である。例えば、陽子はuクォーク2つとdクォーク1つから、中性子はuクォーク1つとdクォーク2つからなっており、中性子が陽子よりわずかに重い理由はdクォークがuクォークよりわずかに重いからであることがわかっている。¹⁾しかし、3つのクォークの質量を足しても陽子1個の1%程度でしかない。残りの質量は真空との相互作用から生み出される。

クォークが真空と相互作用するためには真空中にクォークが詰まっている必要がある。宇宙のはじまりの直後では真空は空っぽであったと考えられる。空っぽの真空はどのような見方、すなわち変換をしても変わらない対称な状態である。クォークは二種類のスピンをもっており、進行方向に向かって右巻きと左巻きの二成分がある。この右巻きと左巻きが独立な変換に対して不変になっていることをカイラル対称性という。しかし、空っぽの真空中にクォークが詰まるとそれが新たな真空となってクォークは大きな質量を得る。そのとき、右巻きと左巻きの二成分が混じり合っ てしまい、独立な変換に対して不変ではなくなる。これは、空っぽの真空よりもクォークが詰まった真空の方がエネルギーのより低い安定な状態になった結果である。このようにしてカイラル対称性がなくなることを、カイラル対称性の自発的な破れという。[2,3]

カイラル対称性はクォークの質量がゼロのとき成り立つが、実際のuとdクォークは少し質量をもつので近似的に成り立つものである。しかし、クォーク間に強い力を伝えるグルオンの複雑な性質のため右巻きと左巻きの成分が混じり合い、この近似的なカイラル対称性も破れる。以下にもう少し詳しく説明しよう。クォークと反クォークが対を作り最低のエネルギー状態である真空中に凝縮している。もちろん初期の宇宙では高温のためクォークと反クォークは対を作らないが、ある程度温度が下がると対を作ってエネルギーが低くなり真空中に沈殿するのである。クォークと反クォークは互いに反粒子の関係にあるので、対になった状態では電荷などの量がゼロとなる。

この性質は真空と同じであり、空っぽの真空に代わってクォークが凝縮した真空が事実上の真空となる。クォークはこの真空(に凝縮したクォーク)との相互作用によって大きな質量を獲得する。

カイラル対称性があるとすると、カイラルパートナーと呼ばれる同じ質量をもつパリティが正と負の二種類の粒子が存在することになる。パリティとは空間反転に関する性質であり、スピンと同様に粒子の性質を特徴づける量子数である。陽子と中性子はどちらもパリティが正の核子である。それに対して負のパリティをもつ核子が存在する。表1には実験で見られたスピンの大きさ1/2の核子が質量の小さい順に並べられている。pは陽子、nは中性子を表し、質量はそれぞれ0.938GeVと0.940GeVである。他の粒子は括弧内の数字が平均的な質量を表している。ただし、単位はMeV²⁾である(1GeV=1000MeV)。2GeV以上にも複数の核子が見つけられているが省略してある。この表から陽子や中性子と同じ正パリティをもつ核子も、また負パリティをもつ核子も多く存在することがわかる。さらに、負パリティの核子は重くて陽子や中性子と同じ質量のものは存在していない。しかし、破れているカイラル対称性が回復に向かうと、カイラルパートナーである二種類の核子は共に質量が減少して互いの質量差も小さくなる。

表1の中で、陽子や中性子のカイラルパートナーとなる負パリティの核子はどれであろうか。論文[4,5,6]では、QCD和則を用いてパリティが正と負の核子の質量を調べた。その結果、パリティが正の核子の質量として0.94GeVが得られた。この値は陽子や中性子の質量と一致している。一方、負のパリティの質量として1.49GeVが得られ、N(1535)にかなり近い。このことから、p、nとN(1535)がカイラルパートナーの関係にあることが強く示唆される。

さらに、論文[5,6]ではsクォーク³⁾を含む粒子についても調べた。sクォークを含む粒子の中で強い力において安定な粒子は三種類あり、すべてパリティが正である。その一つは、u、d、sの3つのクォークからなる Λ 粒子である。もう一つは、sクォークを一つ含み残りがu、uとu、dとd、dの3通りの組み合わせをとることのできる Σ 粒子である。最後の一つは、sクォークを2つ含み残りがuまたはdである Ξ 粒子である。これらの粒子は表2にまとめられている。ここで、Nは核子(陽子と中性子)を表している。アイソスピンとは、スピンやパリティと同じく、粒子を特徴づける量子数でuとdの組み合わせの数に対応している。1つしかないものを1重項、2つあるものを2重項、3つあるものを3重項という。QCD和則から得られた質量の値は、 Λ 、 Σ 、 Ξ 粒子においてそれぞれ1.1GeV、1.2GeV、1.3GeVであり、実験で得られた値と一致している。

表1. スピンが1/2の核子を質量の小さい順に並べた。陽子pと中性子nの質量それぞれは0.938GeVと0.940GeVである。他の核子は括弧内の数字が質量を表している。ただし、単位はMeV(1GeV=1000MeV)。

粒子名	p, n	N(1440)	N(1535)	N(1650)	N(1710)	N(1880)	N(1895)
パリティ	正	正	負	負	正	正	負

カイラルパートナーとなる粒子の質量は Λ 、 Σ と Ξ に対してそれぞれ1.6GeV、1.6GeVと1.8GeVである。これらの値を今までに観測にかかったことのある粒子の質量と比べると、 Λ と Σ および Ξ に対してそれぞれ $\Lambda(1670)$ と $\Sigma(1620)$ および $\Xi(1690)$ が候補となりうる。

強い力における安定な粒子には、表2に掲げたように、核子(N)が2つ、 Λ 粒子が1つ、 Σ 粒子が3つと Ξ 粒子が2つの計8つがある。これらの粒子のことをまとめて8重項バリオンという。この中で最も軽いのが核子で、その次に軽いのは Λ 粒子である。 Λ 粒子はアイソスピン1重項の粒子で、3重項の Σ 粒子と区別され、質量も1割程度軽い。 Λ 粒子も核子と同様に同じ量子数をもつ多くの粒子が存在する。表3に今までに存在が確認されているスピンの大きさ $1/2$ の Λ 粒子がまとめられている。この表からわかるように、 Λ 粒子の次に軽い負パリティの粒子として $\Lambda(1405)$ が存在している。表1の核子と比べてもわかるように、この $\Lambda(1405)$ は陽子と中性子を除く核子よりも軽い。 Λ 粒子のカイラルパートナーはQCD和則の計算から $\Lambda(1670)$ と考えてほぼ間違いない。そうだとすると、 $\Lambda(1405)$ の正体は何だろうか。実は、QCD和則だけでなくクォーク模型をはじめ他のアプローチでもこの問題は指摘されている。一つに、 $\Lambda(1405)$ は8重項バリオンに属する粒子ではなく、1重項バリオンに属する粒子であるという考え方がある。8重項バリオンは3つのクォークが入れ替えに対して対称に組み合わせられている。それに対して1重項バリオンはクォークの入れ替えに対して反対称に組み合わせられる。3つの中の2つ以上が同じクォークの場合は反対称に組むことができないので、反対称になるのはu, d, sの3つを組み合わせる場合の1つだけである。これは Λ と同じ量子数をもつので、1重項バリオンが $\Lambda(1405)$ の候補と考えることができる。

次節ではQCD和則を用いて1重項バリオンを調べる。パリティが正と負の1重項バリオンの質量を導出して、どの Λ 粒子とみなせるかを明らかにする。3節では本論をまとめ、この分野を研究する意義について述べる。

表2. 強い力における安定な粒子。すべてパリティが正の粒子である。

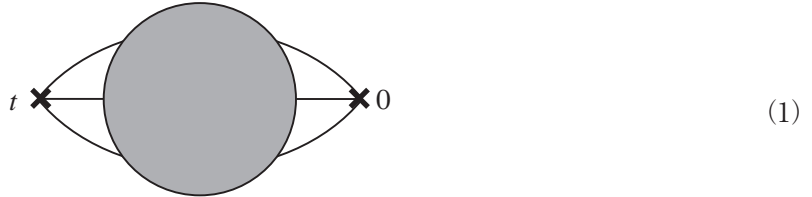
粒子	N	Λ	Σ	Ξ
クォーク成分	{u, u, d} {u, d, d}	{u, d, s}	{u, u, s} {u, d, s} {d, d, s}	{u, s, s} {d, s, s}
アイソスピン	2重項	1重項	3重項	2重項
質量 (実験値)	0.939GeV	1.116GeV	1.193GeV	1.318GeV

表3. スピンが $1/2$ の Λ 粒子の仲間を質量の小さい順に並べた。

粒子名	Λ	$\Lambda(1405)$	$\Lambda(1600)$	$\Lambda(1670)$	$\Lambda(1800)$	$\Lambda(1810)$
パリティ	正	負	正	負	負	正

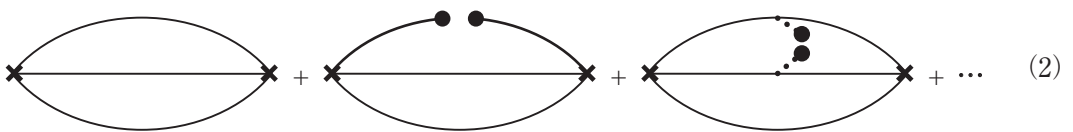
2. 1重項バリオンのQCD和則

バリオンを記述する基本理論はクォークとグルオンを基本粒子とする量子色力学 (QCD) である。量子色力学は核子同士を結び付ける核力に代表される強い相互作用を説明する理論である。それは、3種類のカラーと呼ばれる電荷をもつクォークと8種類のカラー電荷をやり取りするグルオンからなるゲージ理論の一つである。QCD和則 [7,8] は量子色力学に基づく手法の一つで、その重要な道具は相関関数である。時間が0からtまでのバリオンの相関関数を図で表すと次のように描ける。



ここで、時刻0とtの×印は3つのクォークの生成と消滅をそれぞれ表している。灰色の円はこれらのクォークが複雑に相互作用していることを表している。この灰色の部分にはあらかじめ決められた量子数をもつ状態の情報がすべて含まれている。相関関数(1) は原理的には量子色力学を基に計算される。しかし、量子色力学のもつ特殊な性質のため計算は極めて複雑である。その性質から、複雑になればなるほど影響が大きくなるので通常的手段では計算できない。この計算を可能にする一つの方法がQCD和則である。

量子色力学は高エネルギーになればなるほど複雑な部分の影響が小さくなるという重要な性質をもっている。量子の世界では、高エネルギー極限を考えることは時間間隔がゼロの極限を考えることに等しい。実際、tが0の極限では相関関数(1) は次のような展開式で書き表せる。



ここで、実線はクォークの線を点線はグルオンの線を表している。1番目のグラフは3つのクォークがそのまま伝播している項で、2番目と3番目のグラフはそれぞれクォークとグルオンが真空と複雑に絡み合っている項である。4番目の… はグラフがずっと続くことを意味している。続くグラフはより複雑になるが全体に与える影響はより小さくなる。したがって、実際は比較的簡単ないくつかの項を計算するだけで大部分を見積もることができる。

今注目している $\Lambda(1405)$ のような粒子は低エネルギーで観測される粒子である。そのような低いエネルギーでは、粒子の状態は相関関数(1) を割った中身の様子に相当するスペクトル関数で表される。量子色力学を用いてスペクトル関数を直接導出することは上述した特殊な性質のた

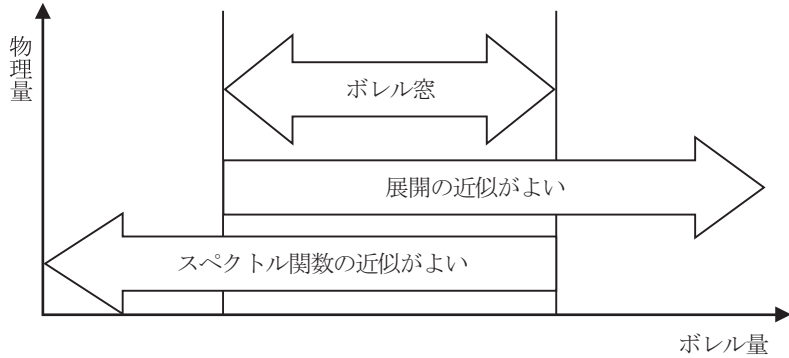
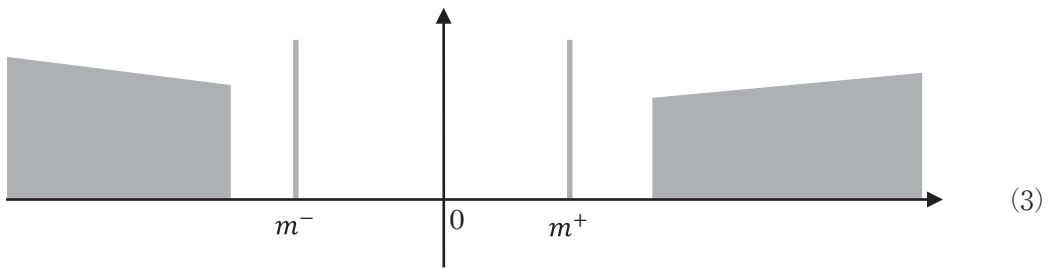


図1. 近似のよい範囲とボレル窓。展開式(2)の近似のよい範囲は右向きの矢印で、スペクトル関数(3)の近似のよい範囲は左向きの矢印で表されている。両者の近似がよいボレル窓は両方向の矢印で表されている。

め極めて困難である。しかし、そのおおよその形はエネルギーの最も低い状態とそれ以外に分けられ、次のように表せることがわかっている。



ここで、横軸はエネルギーにとってある。2つある縦棒はパリティが正と負のエネルギーの最も低い状態を表すポールである。陽子のような安定な粒子はこのようなポールで表すことができる。その位置が粒子の質量に対応し、 m^+ と m^- はそれぞれ正と負のパリティの粒子の質量を意味する。台形の部分はよりエネルギーの高い状態を単純化して表している。ただし、エネルギーの変化によって連続的に変化することには変わりはなく、この部分は連続状態と呼ばれる。

QCD和則とは、展開式(2)とスペクトル関数(3)の間を関係づけるものである。実際には、展開式(2)における計算は最も主要な項、次に主要な項、その次に主要な項、… というように計算をある程度まで行う。展開の計算では収束がよいことが重要なので、そうするためにボレル変換と呼ばれる操作を施す。するとエネルギーを表していた変数が便宜的にボレル量と呼ばれる変数に置き換わる。ボレル量は大きいほど展開の収束がよくなる。一方、ボレル変換はスペクトル関数にも影響を与え、ボレル量が小さいほど連続状態を単純化したスペクトル関数(3)の台形部分の寄与を小さくすることができる。したがって、ボレル量が大きいほど有限の展開計算という近似がよくなり、小さいほどスペクトル関数の連続状態を単純化するという近似がよくなる。そして、両者の近似がよくなるボレル量が見つかれば、QCD和則によって粒子の性質を導き出

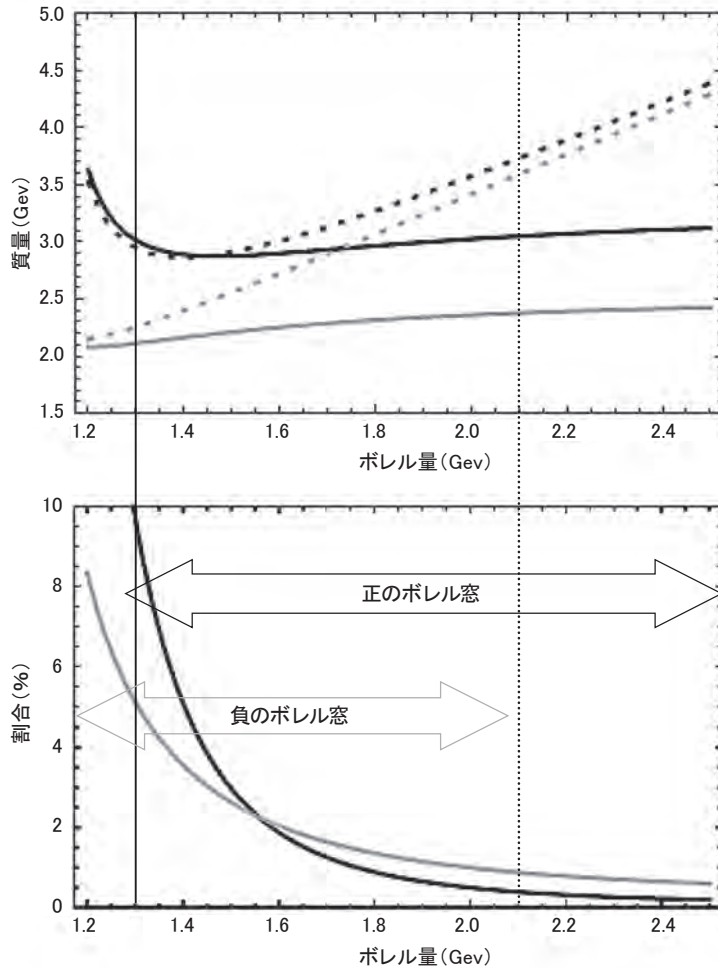


図2. 組み合わせ $\{0, 1\}$ の計算結果。上の図の実線が質量の結果であり、点線は連続状態を無視した場合である。黒色が正パリティ、灰色が負パリティを表している。下の図は次元6の項の全体に占める割合。「正のポレル窓」と「負のポレル窓」の矢印はそれぞれ正と負パリティにおけるQCD和則の予言が有効な範囲を表している。

することができる。この両者の近似がよくなるポレル量の範囲はポレル窓と呼ばれている。図1はこのことをも模式化したのである。

展開式(2)とスペクトル関数(3)は適当な重み関数をかけた積分によって等号で結びつけることができる。この重み関数は無数に選ぶことができ、それによって得られた和則を組み合わせることで、粒子の質量を求めることができる。ただし、十分なポレル窓をもつ組み合わせは限られており、解析の結果以下の2つに絞られる。その一つは $\{0, 1\}$ という組み合わせで、パリティが正と負の粒子に対して十分なポレル窓をもつ。図2はその結果である。上側は縦軸に質量をとった

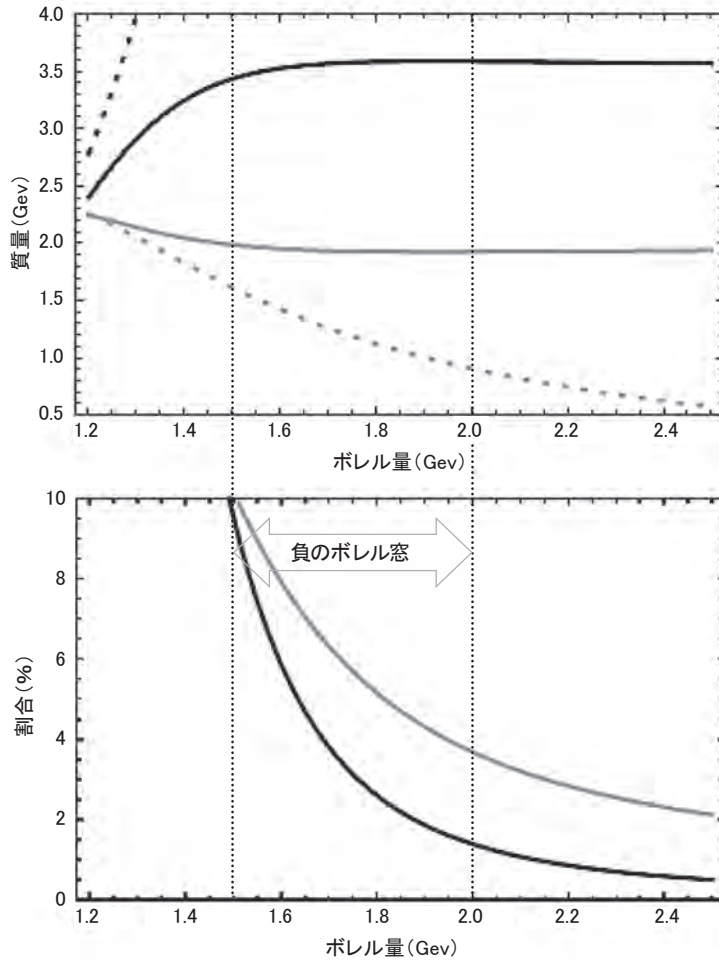


図3. 組み合わせ $\{0, 2\}$ の計算結果。上の図の実線が質量の結果であり、点線は連続状態を無視した場合である。黒色が正パリティ、灰色が負パリティを表している。下の図は次元6の項の全体に占める割合。「負のボレル窓」の矢印は負パリティにおけるQCD和則の予言が有効な範囲を表している。正パリティにはボレル窓はない。

もので、黒色が正パリティの粒子で灰色が負パリティの粒子の場合である。破線はスペクトル関数(3)の連続状態を無視したもので、実線と差が小さいほど連続状態を単純化するという近似がよいことを意味している。図2の下側は展開式(2)の高次項の寄与を表している。この和則で最も主要な項は(2)の1番目のグラフで次元0である。一方、計算した中で最も高次の項は次元6である。

縦軸はこの次元6の項の全体に対する割合をとったものであり、小さいほどこの項までの計算がよい近似となっていることを意味している。ここで、ボレル窓を連続状態の寄与が50%以下で

且つ次元6の項の寄与が10%以下の領域とすると、図の両方向の矢印の範囲になる。「正のボレル窓」と「負のボレル窓」がそれぞれ正と負のパリティの場合である。図2の上側を見るとボレル窓の内側では実線はボレル量に寄らずほぼ平坦になっていることがわかる。この平坦な部分の値がQCD和則から得られる質量となる。もう一つは $\{0, 2\}$ という組み合わせで、パリティが負の場合にボレル窓をもっている。図3はその結果である。パリティが正の場合は連続状態からの寄与が大きすぎるため信頼できる値は得られない。

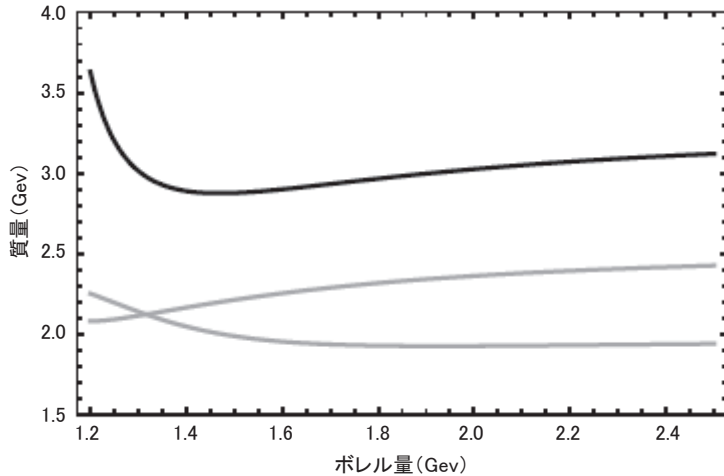


図4. QCD和則による質量の計算結果。黒色の線は組み合わせによる正パリティの質量、灰色の線は組み合わせ $\{0, 1\}$ と $\{0, 2\}$ による負パリティの質量を表している。ボレル量が1.5GeVから2GeVの範囲が3つに共通するボレル窓である。

まとめると、一組の和則から正と負のパリティをもつ粒子の質量が、もう一組の和則からは負のパリティをもつ粒子の質量が得られる。図4はそれらの結果である。黒色の線は正パリティの粒子の質量を表している。灰色の線は負パリティの粒子の質量で、二組の和則から得られた値はだいたい同じである。ただし、 $\{0, 1\}$ よりも $\{0, 2\}$ の組み合わせの方がより平坦である。これらから、QCD和則の予言として、1重項バリオンでは正パリティ粒子の質量は3GeVを負パリティ粒子の質量は2GeVを得る。これを表3と比べると、負パリティの1重項バリオンの候補としては $\Lambda(1800)$ が最も妥当である。一方、正パリティの候補となりうる粒子は今のところ発見されていないと考えられる。

QCD和則からは1重項バリオンの質量としてかなり大きな値が得られた。この計算は誤差を含んでいるが、それを考慮しても $\Lambda(1405)$ を1重項バリオンとみなすことはできない。

3. おわりに

本論文では、QCD和則を用いて1重項バリオンの性質を調べた。得られた質量はパリティが

正の場合は3GeVで、負の場合は2GeVである。8重項バリオンとは逆に、正より負のパリティの方が質量が小さくなる。しかし、2GeVに近い負パリティの Λ 粒子は $\Lambda(1800)$ であり、 $\Lambda(1405)$ を1重項バリオンとみなすことはできない。この結果は格子QCDによる計算[9]とも矛盾がない。

$\Lambda(1405)$ が Λ 粒子のカイラルパートナーでもなく1重項バリオンでもないとする、3クォークの状態として説明することは無理である。考えられうる可能性の一つとして5クォーク状態がある。このようなエキゾチックな粒子の探索がまさに進められている。

カイラル対称性の破れがこのようなエキゾチックな粒子の性質にどのように影響しているかはとても興味深い課題である。カイラル対称性が回復に向かえば、カイラルパートナーである Λ 粒子と $\Lambda(1670)$ は共に質量が減り、互いの質量差も小さくなるはずである。このとき、 $\Lambda(1405)$ はどのような振る舞いをするであろうか。この問いに答えるためには、まず $\Lambda(1405)$ の正体を明らかにする必要がある。

対称性の自発的な破れは南部陽一郎氏によって素粒子論の世界に初めて適用された。[2,3] この概念の重要性は日増しに大きくなり、我々の世界の存在様式を知るためになくてはならないものになっている。実際に、ヒッグズ機構の理論にも大きな影響を与え、この理論から万物に質量を与えるヒッグズ粒子が予言され、まさにその発見が明らかにされた。さらに、原子核を構成している陽子や中性子に大きな質量を与えるのは、カイラル対称性の自発的な破れである。我々自身そして身の回りの物質の質量の99%以上はこの陽子や中性子からなる原子核が担っている。

このように対称性の破れは我々の世界の成り立ちを知る上でとても重要なキーワードである。宇宙のはじまりの直後では対称性は厳密に成り立っていた。その対称性の一部が時間の経過とともに破れて現在の宇宙を形成したのである。対称性がどのようにそしてどの程度破れているかを知ることは真空の構造を知ることと等しい。しかしながら我々は真空の構造を直接見ることはできない。

クォークからなる粒子を総称してハドロンという。ハドロンには陽子や中性子などのバリオンとクォークと反クォークからなるメソンがあり、多種多様に存在している。この多様性は真空の構造と密接に関係している。ハドロン一つひとつの性質を明らかにすることは真空の構造を解明することにもなる。それはまた、宇宙の進化とも関係することである。多様な粒子を調べることは、宇宙の成り立ちの解明、そして我々自身が如何に存在しているのかを知ることに繋がっているのである。

謝辞

執筆にあたって、了徳寺大学准教授の西川哲夫氏には、原稿を読んでいただき有益な助言を頂きました。ここに、深く感謝します。

付録

四次元運動量 p をもつバリオンの相関関数は、時間順序積 T を用いて次のように書き表せる。

$$\Pi(p) = -i \int d^4x e^{ipx} \langle 0 | T(\eta(x) \bar{\eta}(0)) | 0 \rangle.$$

この式で、 η はバリオン場を、 $|0\rangle$ は真空の状態を表わす。 $\bar{\eta} = \eta^\dagger \gamma_0$ で、 γ_0 はディラック行列 γ^μ の第ゼロ成分である。バリオン場は正パリティの粒子 B_+ と負パリティの粒子 B_- と次のように結合する。

$$\langle 0 | \eta(x) | B_+(p, s) \rangle = \lambda_+ u_+(p, s) e^{-ipx}, \quad \langle 0 | \eta(x) | B_-(p, s) \rangle = \lambda_- \gamma_5 u_-(p, s) e^{-ipx}.$$

これらの式で λ_\pm は真空との結合の強さを表しており、 $u_\pm(p, s)$ はスピノール関数である。相関関数は粒子の幅がゼロであるという近似のもとでは、次のように書き表せる。

$$\Pi(p) = \sum_n \left\{ |\lambda_+|^2 \frac{\gamma^\mu p_\mu + m_n^+}{p^2 - (m_n^+)^2} + |\lambda_-|^2 \frac{\gamma^\mu p_\mu - m_n^-}{p^2 - (m_n^-)^2} \right\}.$$

ここで、 m_n^+ と m_n^- はそれぞれ n 番目の重さの正と負パリティの粒子の質量を意味している。スペクトル関数は $\rho(p) \equiv (-\text{Im} \Pi(p))/\pi$ であり、運動量の空間成分をゼロにとると次のようになる。

$$\begin{aligned} \rho(p_0) = & P_+ \sum_n \{ |\lambda_+|^2 \delta(p_0 - m_n^+) + |\lambda_-|^2 \delta(p_0 + m_n^-) \} \\ & + P_- \sum_n \{ |\lambda_+|^2 \delta(p_0 + m_n^+) + |\lambda_-|^2 \delta(p_0 - m_n^-) \}. \end{aligned}$$

ここで、射影演算子は $P_\pm = \frac{(1 \pm \gamma_0)}{2}$ と定義されている。1番目のポール以外を階段関数を用いて近似すると、射影されたスペクトル関数は次のように書ける。

$$\rho_\pm(p_0) = |\lambda_\pm|^2 \delta(p_0 - m^\pm) + |\lambda_\mp|^2 \delta(p_0 + m^\mp) + [\theta(p_0 - \omega_n^\pm) + \theta(-p_0 - \omega_n^\mp)] \rho_\pm^{\text{OPE}}(p_0).$$

ボレル変換を施したQCD和則は次のように表される。

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp_0 \rho^{\text{OPE}}(p_0) p_0^k \exp\left(-\frac{p_0^2}{M^2}\right) = \int_{-\infty}^{\infty} dp_0 \rho(p_0) p_0^k \exp\left(-\frac{p_0^2}{M^2}\right).$$

ここで、 ρ^{OPE} は演算子積展開 (OPE) によって得られるスペクトル関数である。この式に射影されたスペクトル関数を代入すると次のようなボレル和則が得られる。

$$\begin{aligned}\Pi_{\pm}^k(M, \omega_+, \omega_-) &\equiv \int_{\omega_{\mp}}^{\omega_{\pm}} dp_0 \rho_{\pm}^{\text{OPE}}(p_0) p_0^k \exp\left(-\frac{p_0^2}{M^2}\right) \\ &= m_{\pm}^k |\lambda_{\pm}|^2 \exp\left(-\frac{m_{\pm}^2}{M^2}\right) + (-m_{\mp})^k |\lambda_{\mp}|^2 \exp\left(-\frac{m_{\mp}^2}{M^2}\right).\end{aligned}$$

ここで、 ω_+ と ω_- はパリティがそれぞれ正と負の連続状態が始まる閾値を意味している。これを質量に関して解くと次の式が得られる。

$$\begin{aligned}m_{\pm} = &\left[\sqrt{(\Pi_+^k \Pi_-^{k+2} - \Pi_+^{k+2} \Pi_-^k)^2 + 4(\Pi_+^k \Pi_-^{k+1} + \Pi_+^{k+1} \Pi_-^k)(\Pi_+^{k+1} \Pi_-^{k+2} + \Pi_+^{k+2} \Pi_-^{k+1})} \right. \\ &\left. \mp (\Pi_+^k \Pi_-^{k+2} - \Pi_+^{k+2} \Pi_-^k) \right] / 2(\Pi_+^k \Pi_-^{k+1} + \Pi_+^{k+1} \Pi_-^k).\end{aligned}$$

1重項バリオンの外挿場は次のように表される。

$$\begin{aligned}\eta &= 2\epsilon_{abc}[(u_a C \gamma_5 d_b) s_c + (s_a C \gamma_5 u_b) d_c + (d_a C \gamma_5 s_b) u_c], \\ \bar{\eta} &= -2\epsilon_{abc}[\bar{s}_c (\bar{d}_b \gamma_5 C \bar{u}_a) + \bar{d}_c (\bar{u}_b \gamma_5 C \bar{s}_a) + \bar{u}_c (\bar{s}_b \gamma_5 C \bar{d}_a)].\end{aligned}$$

ここで、 u, d, s はクォーク場を、下付きの a, b, c はカラー添字を意味している。 C は電荷共役演算子である。この外挿場を用いて演算子展開を行うと次元6までで次を得る。

$$\begin{aligned}\Pi^{\text{OPE}}(p) &= \frac{3}{2^{10}\pi^4} \gamma^\mu p_\mu p^4 \ln(-p^2) - \frac{m}{2^8\pi^4} p^4 \ln(-p^2) + \frac{\langle \bar{q}q \rangle}{2^4\pi^2} p^2 \ln(-p^2) + \frac{\langle \bar{s}s \rangle}{2^5\pi^2} p^2 \ln(-p^2) \\ &+ \frac{3\langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \rangle}{2^9\pi^2} \gamma^\mu p_\mu \ln(-p^2) + \frac{m\langle \bar{q}q \rangle}{2^4\pi^2} \gamma^\mu p_\mu \ln(-p^2) + \frac{3m\langle \bar{s}s \rangle}{2^6\pi^2} \gamma^\mu p_\mu \ln(-p^2) \\ &- \frac{\langle \bar{q}q \rangle^2 \gamma^\mu p_\mu}{12 p^2} - \frac{\langle \bar{q}q \rangle \langle \bar{s}s \rangle \gamma^\mu p_\mu}{6 p^2} - \frac{m\langle g\bar{q}\sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} q \rangle \gamma^\mu p_\mu}{2^6\pi^2 p^2}.\end{aligned}$$

この式で、 m は s クォークの質量である。 $\langle \bar{q}q \rangle$ 、 $\langle \bar{s}s \rangle$ 、 $\langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \rangle$ 、 $\langle g\bar{q}\sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} q \rangle$ は、それぞれ u または d クォーク、 s クォーク、グルオン、クォーク・グルオン混合の凝縮を表している。数値計算で使った値は次のようである。

$$\begin{aligned}m &= 0.1\text{GeV}, \quad \langle \bar{q}q \rangle = (-0.23\text{GeV})^3, \quad \langle \bar{s}s \rangle = 0.8 \times \langle \bar{q}q \rangle, \\ \langle \frac{\alpha_s}{\pi} G^2 \rangle &= (0.33\text{GeV})^4, \quad \langle g\bar{q}\sigma_{\alpha\beta} G^{\alpha\beta} q \rangle = 0.8\text{GeV}^2 \times \langle \bar{q}q \rangle.\end{aligned}$$

閾値としては、 $\omega_+=3.7\text{GeV}$ と $\omega_-=3.0\text{GeV}$ の値を用いた。

脚注

- 1) uはアップ (up) のdはダウン (down) の頭文字である。アップクォークとダウンクォークの質量は直接観測できないが、さまざまな解析からそれぞれ2.3MeVと4.8MeV程度であることがわかっている[10]。
- 2) エレクトロンボルト (eV) はエネルギーの単位であるが、アインシュタインによって導かれた関係式 $E=mc^2$ から、質量もエネルギーの一形態であることがわかるので、特にハドロン物理の分野では質量をメガエレクトロンボルト (MeV= 10^6 eV) で表すことが多い。なお、陽子1個の質量はグラムで表すと 1.6735×10^{-27} kgとなる。
- 3) sはストレンジ (strange) の頭文字である。ストレンジクォークを含む粒子の分類に用いた量子数を「奇妙さ (strangeness)」と呼んだのに因んでいる。sクォークはuとdクォークより重く、その質量は95MeV程度である[10]。

参考文献

- [1] 本誌の読者のために最初にあげる文献として、南部陽一郎、「クォーク」、講談社ブルーバックス、昭和56年11月20日。
- [2] Yoichiro Nambu, Giovanni Jona-Lasinio, "A Dynamical Model of Elementary Particles based on an Analogy with Superconductivity I", Physical Review 122 (1961) 345-358.
- [3] Yoichiro Nambu, Giovanni Jona-Lasinio, "A Dynamical Model of Elementary Particles based on an Analogy with Superconductivity II", Physical Review 124 (1961) 246-254.
- [4] Yoshihiko Kondo, Osamu Morimatsu, Tetsuo Nishikawa, "Coupled QCD sum rules for positive and negative-parity nucleons", Nuclear Physics A764 (2006) 303-312.
- [5] Yoshihiko Kondo, Osamu Morimatsu, Tetsuo Nishikawa, Yoshiko Kanada-En'yo, "Positive and negative-parity flavor-octet baryons in coupled QCD sum rules", Physical Review D75 (2007) 034010.
- [6] Yoshihiko Kondo, Osamu Morimatsu, Tetsuo Nishikawa, Yoshiko Kanada-Enyo, "Positive and negative-parity baryons in coupled QCD sum rules", Progress of Theoretical Physics Supplements 168 (2007) 50-53.
- [7] Mikhail A. Shifman, Arkady I. Vainshtein, Valentin I. Zakharov, "QCD and Resonance Physics. Theoretical Foundations", Nuclear Physics B147 (1979) 385-447.
- [8] L.J. Reinders, H. Rubinstein, S. Yazaki, "Hadron Properties from QCD Sum Rules", Physics Reports 127 (1985) 1.
- [9] Yukio Nemoto, Noriyoshi Nakajima, Hideo Matsufuru, Hideo Suganuma, "Negative parity baryons in quenched anisotropic lattice QCD", Physical Review D68 (2003) 094505.
- [10] J. Beringer et al. (Particle Data Group) , "The Review of Particle Physics", Physical Review D86 (2012) 010001.

(こんどうよしひこ 國學院大學人間開発学部初等教育学科教授)