

学位論文

カイラル有効模型を用いたヘビーバリオンの崩壊幅の解析

名古屋大学大学院 理学研究科
素粒子宇宙物理学専攻

川上 洋平

目次

1	導入	2
2	ヘビークォーク対称性	4
2.1	ヘビークォーク有効模型	4
2.2	ヘビークォーク対称性に基づくヘビーバリオンの質量分布の分類	5
3	カイラル対称性	7
3.1	基礎的事項	7
3.2	カイラル対称性の自発的破れとハドロンの質量分布	9
3.3	ダイクォークのカイラル表現	10
3.4	ヘビーバリオン有効場	11
4	アップ・ダウクォークのみを含むスピン 1 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析	14
4.1	ラグランジアン	14
4.2	ヘビーバリオンの質量と $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ 崩壊	15
4.3	$\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ 崩壊	17
4.4	光子放出崩壊	21
4.5	第 4 章まとめ	25
5	ストレンジクォークを含むスピン 1 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析	27
5.1	ラグランジアン	27
5.2	ヘビーバリオンの質量と $1-\pi$ 放出崩壊	28
5.3	負パリティヘビーバリオンの π 放出崩壊	34
5.4	光子放出崩壊	38
5.5	第 5 章まとめ	43
6	スピン 0 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析	45
6.1	ラグランジアン	45
6.2	ヘビーバリオンの質量と結合定数	45
6.3	$\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+) \eta$ 崩壊	47
6.4	$\Lambda_Q(1/2^-)$ の他の崩壊	48
6.5	$\Xi_Q(1/2^-)$ の崩壊	50
6.6	第 6 章まとめ	51
7	結論	53
付録 A	スピン 0 ダイクォークの質量構造	54
付録 B	スピン 0 ダイクォークの崩壊幅	56

概要

三つのクォークから構成されるバリオンのうち、チャーム、ボトムといった重いクォーク一つと、アップ、ダウン、ストレンジといった軽いクォーク二つから構成されるバリオンは、シングル・ヘビー・バリオン（以下、単にヘビーバリオン）と呼ばれる。

ヘビーバリオンは QCD ラグランジアンの中の二つの対称性を併せもつ。一方は重いクォークがもつヘビークォーク対称性であり、もう一方は二つの軽いクォークから構成されるダイクォークがもつカイラル対称性である。すなわち、ヘビーバリオンは、ヘビークォーク対称性とカイラル対称性に基づいて分類することが便利となる。また、強い相互作用によるヘビーバリオンの崩壊、特に軽い擬スカラー中間子放出崩壊は、カイラル対称性に基づくダイクォークの力学によって記述されている。さらに、光子放出崩壊もダイクォークと光子の結合に起因する部分が支配的となる。

本論ではスピン 1 とスピン 0 のダイクォークから構成されるヘビーバリオンの、擬スカラー中間子放出崩壊及び光子放出崩壊を、カイラル対称性に基づく有効理論を構築して解析する。

スピン 1 ダイクォークを含むヘビーバリオンはスピン 1/2 と 3/2 の状態があり、ヘビークォーク二重項に属する。軽いクォークとしてアップとダウンのみを仮定するカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性の下で、正パリティのフレーバー 3 表現と負パリティのフレーバー 1 表現の間にカイラルパートナーの構造が存在する。軽いクォークにストレンジも含めたカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性に基づく解析では正パリティのフレーバー 6 表現と負パリティのフレーバー $\bar{3}$ 表現がカイラルパートナーで関係付く。本解析では上記の関係を基に、フレーバー 6 表現に属する基底状態ヘビークォーク二重項 ($\Sigma_Q^{(*)}$, $\Xi_Q^{(*)}$, $\Omega_Q^{(*)}$) のカイラルパートナーを、実験で既知のフレーバー $\bar{3}$ 表現に属する励起状態ヘビークォーク二重項 ($\Lambda_{Q1}^{(*)}$, $\Xi_{Q1}^{(*)}$) と仮定する（添字の 1 はフレーバー $\bar{3}$ 表現に属する基底状態 (Λ_Q , Ξ_Q) と区別する意味でつけた）。本論文では、カイラルパートナーの関係を課すことによって、 $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ と $\Xi_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Xi_Q \pi \pi$ の中間状態を経由しない崩壊過程の寄与を決定し、この過程が $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ の全崩壊幅に対して支配的な寄与をもちうることを示す。また、カイラルパートナー構造によって五つの光子放出遷移 $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q \gamma$, $\Xi_Q^* \rightarrow \Xi_Q' \gamma$, $\Omega_Q^* \rightarrow \Omega_Q \gamma$, $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1} \gamma$, $\Xi_{Q1}^* \rightarrow \Xi_{Q1} \gamma$ が結合定数を共有することを示す。そして、 $\Omega_Q^* \rightarrow \Omega_Q \gamma$ は Ω_Q^* の主過程であることが予想されるため、この過程の観測を通じて結合定数が決定し他の四つの寄与が定まる可能性を指摘する。

スピン 0 ダイクォークを含むヘビーバリオンはスピン 1/2 の状態のみ存在する。このヘビーバリオンではカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性の下で、正パリティ $\bar{3}$ 表現と負パリティ $\bar{3}$ 表現がカイラルパートナーで関係づけられる。スピン 0 ダイクォークを含むヘビーバリオンの物理現象は、スピン 1 の場合と異なり $U_A(1)$ アノマリーの寄与を受けうる。本解析では正パリティ $\bar{3}$ 表現に基底状態 ($\Lambda_Q(1/2^+)$, $\Xi_Q(1/2^+)$) を仮定する（カイラルパートナーとの区別のため今回はスピンパリティを付与する）が、カイラルパートナーの条件を満たす励起状態 ($\Lambda_Q(1/2^-)$, $\Xi_Q(1/2^-)$) はまだ見つかっていない。そのため $\Lambda_Q(1/2^-)$ の質量としてクォークモデルによる予想やダイクォーク質量の格子 QCD 計算を基にした予想を用いて $\Lambda_Q(1/2^-)$ と $\Xi_Q(1/2^-)$ の崩壊幅を解析する。そして、 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+) \eta$ の過程は $U_A(1)$ アノマリーの効果によって崩壊幅が強く抑制されるため、 $\Lambda_Q(1/2^-)$ と $\Lambda_Q(1/2^+)$ の質量差が大きい場合でも $\Lambda_Q(1/2^-)$ の崩壊幅は比較的狭くなり、実験で観測される可能性があることを示す。崩壊幅の絶対値が小さいため観測が困難なことが予想されるが、 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+) \pi^0$ も同様にアノマリーによって崩壊幅が抑制されることを示す。一方、 $\Xi_Q(1/2^-)$ の主過程と予想される $\Xi_Q(1/2^-) \rightarrow \Xi_Q(1/2^+) \pi$ はこの抑制の効果を受けないため、アノマリーの崩壊幅への寄与を確かめるためには $\Lambda_Q(1/2^-)$ の観測が必要であることを指摘する。

1 導入

量子色力学 (QCD) はクォークとグルーオンを基本状態とする理論だが、これらの自由度は低エネルギーの領域では観測されず、実際には複合状態のハドロンが観測される。

ここではダイクォークと呼ばれる二つのクォークの束縛状態に注目する。ダイクォークはクォーク多体系のうちもっとも簡単な構成でありながら、その自由度は閉じ込めによって見えない。ダイクォークの研究はバリオンや、エキゾチックハドロンと呼ばれるクォーク多体系の構造究明に寄与してきた。これは QCD の自由度からハドロン現象を説明する試みに他ならない。

ダイクォークを構成要素にもつと考えられるハドロンとしてシングル・ヘビー・バリオン (以下、ヘビーバリオン) がある。ヘビーバリオンは一つの重い (チャーム, ボトム) クォークと二つの軽い (アップ, ダウン, ストレンジ) クォークから構成されるハドロンで, Babar や Belle などの高エネルギー加速器実験ですでに多数が見つかっている。QCD ラグランジアンがもつカイラル対称性に基づきヘビーバリオンを考察すると、ヘビーバリオンはダイクォークと同じカイラル変換の表現に属する。また、ヘビークォーク対称性がよい近似で成り立つとヘビーバリオンの質量分布と崩壊現象はダイクォークの力学のみに依存する。したがってダイクォークに対する理論的考察からヘビーバリオンの現象が予想できると期待される。

本論では全編にわたりダイクォークのカイラル対称性に着目してヘビーバリオンに対する議論を行う。カイラル対称性はクォークのうち、軽いアップ, ダウン, ストレンジクォークのカレント質量を無視したときに QCD ラグランジアンがもつ対称性として現れる。カイラル対称性の自発的破れはハドロンの現象に大きく影響する。例えば核子がカレントクォーク質量より隔絶して重い理由とされたり、 π 中間子の質量が軽いのはそれがカイラル対称性の自発的破れに伴って現れる南部・ゴールドストーンボソンだからと説明される。本論はヘビーバリオンの物理現象におけるカイラル対称性の役割を明らかにすることを目標とする。特に、カイラル対称な状況で異なるパリティをもつ状態の質量が縮退する、カイラルパートナーの構造を仮定した解析を行う。ヘビーバリオンに対する理論的解析は盛んに行われている [4]-[22] が、カイラル有効模型に基づく解析は多くなく [23]-[26]、カイラルパートナー構造に基づく解析 [27]-[30] ではヘビーバリオンの崩壊幅に対する定量的な解析がなされていない。(ヘビーバリオン以外の重いクォークを含むハドロンに対するカイラルパートナー構造に基づく解析として、ヘビー-ライト中間子では [31]-[35] が、ダブルヘビーバリオンでは [36]-[38] がある。) 本論では、あるヘビーバリオンの組に仮定したカイラルパートナー構造に基づき、ヘビーバリオンの質量と崩壊幅に対して定量的な予想を与える。この解析においてカイラルパートナー間の質量差がヘビーバリオンと南部・ゴールドストーンボソンとの結合を決定する。

本論での解析は同時に、ヘビークォーク対称性にも基づく。ヘビークォーク対称性は重いクォークの質量が無限大の極限で QCD ラグランジアンに現れる。この対称性の下で、重いクォークとしてチャームクォークを含むハドロンとボトムクォークを含むハドロンは模型の上で同一の状態として解析される。また、ヘビークォーク対称性の下でハドロンの物理現象は重いクォークのスピンのみに依存しない。そのため、例えばスピン 1 ダイクォークを構成要素にもつヘビーバリオンは、全体スピン $1/2$ の状態と $3/2$ の状態が質量に縮退を起こすと予想される。事実、重いクォークを含むハドロンにはこのような近似的な縮退を起こす状態の組が多数見つかっており、これをヘビークォーク多重項という。本論には一重項と二重項のみ現れる。二重項に含まれる状態は結合定数を共有するから、より少数のパラメーターで質量や崩壊幅を解析することができる。このようにヘビークォーク対称性に基づいた解析を行うことで、重いクォークのフレーバーやスピンが異なるヘビーバリオンを統一的に扱うことができる。

加えて本論は QCD ラグランジアン由来の性質として、 $U_A(1)$ アノマリーにも注目する。アノマリーは η' 中間子の質量や $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ 崩壊などのハドロン現象に寄与をもつことが知られている。先行研究 [27] はアノマリーがヘビーバリオンの質量構造に寄与をもつことを明らかにした。本論ではさらに、アノマリーがヘビーバ

リオンの崩壊に対して影響を及ぼしうるかを調べる。

本論は次のように構成される。

第2章ではヘビークォークを含むハドロンを解析するのに有用なヘビークォーク対称性について解説する。そして本論で扱うヘビーバリオンの基底状態を、ヘビークォーク対称性に基づいて分類する。

第3章では軽いクォークの力学を決定するカイラル対称性について説明した後、ダイクォークのカイラル表現とそれに基づくヘビーバリオンの有効場を導入する。

第4章では副論文 [1] に基づき、カイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性の下、スピン1ダイクォークを含むヘビーバリオンを解析する。ここでは正パリティフレーバー3表現と負パリティフレーバー1表現の間にカイラルパートナーの関係を設定する。負パリティヘビーバリオンのとして $\Lambda_c(2595)$, $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ の四つの既知の状態を仮定し、カイラルパートナー構造を反映する現象として 2π 放出崩壊を調べる。また、模型に含まれるヘビーバリオンの光子放出崩壊を調べる。

第5章では副論文 [2] に基づき、第4章で構築したカイラルパートナー模型をカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性に拡張する。カイラルパートナーの関係は正パリティ6表現と負パリティ $\bar{3}$ 表現の間に設定される。これによりストレンジネスをもつ $\Xi_c(2790)$ や $\Xi_c(2815)$ の質量と崩壊幅を解析することが可能となる。光子放出崩壊ではこれが支配的な寄与となる $\Omega_c(2770)$ を含めて解析する。

第6章では副論文 [3] に基づき、カイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性の下でスピン0ダイクォークを含むヘビーバリオンを解析する。正パリティ $\bar{3}$ 表現と負パリティ $\bar{3}$ 表現がカイラルパートナーとなる。スピン1の場合との大きな違いとして $U_A(1)$ アノマリーがある。ここではアノマリーがヘビーバリオンの質量構造に寄与をもつことを明らかにした [27] のカイラルパートナー模型をもとに、アノマリーが負パリティヘビーバリオンの崩壊に与える影響を調べる。

最後に第7章で結論を述べる。

付録ではスピン0ダイクォークの質量構造を [27] に基づいて概観する。また、このダイクォークの崩壊幅が第6章でのヘビーバリオンと同様に、アノマリーによって抑制されることを示す。

2 ヘビークォーク対称性

2.1 ヘビークォーク有効模型

QCD ラグランジアンにおいて重いクォークの質量が無限大の極限を考察する。まず、QCD ラグランジアンを重いクォークを含む部分とそうでない部分に分ける。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \mathcal{L}_{\text{heavy}} + \mathcal{L}_{\text{light}} + \mathcal{L}_{\text{gluon}} \quad (1)$$

ここで各部分は次のように表される。

$$\mathcal{L}_{\text{heavy}} = \sum_Q \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q \quad (2)$$

$$\mathcal{L}_{\text{light}} = \sum_q \bar{q}(i\not{D} - m_q)q, \quad \mathcal{L}_{\text{gluon}} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (3)$$

Q は重いクォークの場を、 q は軽いクォークの場を表す。共変微分は $D_\mu = \partial_\mu + ig_s A_\mu^a T^a$ で定義する。

以下では簡単のため、フレーバー自由度を一つに固定して議論する。まず、重いクォークの静止系に対する4元速度ベクトル v^μ を導入する。これは $v^\mu v_\mu = 1$ 及び $v^0 > 0$ を満たす。前者はオンシェル条件 $p^2 = m^2$ から、後者は速度が正の時間方向に進むことから要請される。重いクォークの質量を m_Q とすると、重いクォークの運動量 p^μ はオンシェルとオフシェルの二つの部分に分けることができる。

$$p^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu \quad (4)$$

ここでオフシェル成分はオンシェル成分に比べ小さいことを仮定する。

質量無限大極限における重いクォークの正エネルギー有効場を次式で定義する。

$$Q_v(x) = \frac{1 + \not{v}}{2} e^{im_Q v \cdot x} Q(x) \quad (5)$$

$Q(x)$ は元の重いクォーク場を表す。 $Q_v(x)$ は次式を満たす。

$$\not{v} Q_v(x) = Q_v(x) \quad (6)$$

静止系 $v^\mu = (1, \vec{0})$ において射影演算子 $(1 + \not{v})/2$ はディラック表示のディラックスピノル4成分のうち、上2成分を取り出す。因子 $e^{im_Q v \cdot x}$ は重いクォーク場 $Q(x)$ の運動量 p^μ を、 $m_Q v^\mu$ からのずれ k^μ に置き換えるはたらきをもつ。したがって $Q_v(x)$ は m_Q に対する依存性をもたない。負エネルギー有効場も同様に定義する。

$$Q_v(x) = \frac{1 - \not{v}}{2} e^{im_Q v \cdot x} Q(x) \quad (7)$$

これは $\not{v} Q_v = -Q_v$ を満たす。射影演算子 $(1 - \not{v})/2$ は4成分ディラックスピノルの下2成分を取り出す。

有効場 $Q_v(x)$ と $Q_v(x)$ を用いて $\mathcal{L}_{\text{heavy}}$ を以下のように書き換える。

$$\mathcal{L}_{\text{heavy}} = \bar{Q}_v v \cdot iD Q_v - \bar{Q}_v (v \cdot iD + 2m_Q) Q_v + \bar{Q}_v i\not{D}_\perp Q_v + \bar{Q}_v i\not{D}_\perp Q_v \quad (8)$$

$D_\perp^\mu = D^\mu - v^\mu v \cdot D$ と置いた。 Q_v は質量 $2m_Q$ の質量項をもつものに対して、 Q_v の質量項は存在しない。これは重いクォークのエネルギーの基準を、その正エネルギー状態にとったことに起因する。この $2m_Q$ という量をQCDのエネルギースケールと比較して充分大きいとみなし、負エネルギー状態を無視する。これは重いクォーク対 $\bar{Q}Q$ の生成を考慮しないことに対応する。さらに有効ラグランジアンを変形するため、次の Q_v の運動方程式を用いる。

$$(v \cdot iD + 2m_Q) Q_v = i\not{D}_\perp Q_v \quad (9)$$

これを使って $\mathcal{L}_{\text{heavy}}$ の Q_v を消去すると、次のラグランジアンを得る。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{\text{heavy}} &= \bar{Q}_v \left(v \cdot iD + i\not{D}_\perp \frac{1}{v \cdot iD + 2m_Q} Q_v \right) \\ &= \bar{Q}_v v \cdot iD Q_v + \bar{Q}_v \frac{(iD_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v + \mathcal{O}\left(\frac{1}{m_Q^2}\right)\end{aligned}\quad (10)$$

得られたラグランジアンを重いクォークの有効模型と呼ぶ。今は $\mathcal{O}(1/m_Q)$ の一次までの項を考えたが、より高次の項も同様に考えることができる。

重いクォークの質量を無限大と置く極限では (10) の右辺第一項のみが残る。

$$\mathcal{L}_{\text{heavy}} \xrightarrow{m_Q \rightarrow \infty} \bar{Q}_v v \cdot iD Q_v \quad (11)$$

この極限における有効ラグランジアンは重いクォークの質量に依存しない。また、 γ 行列を含まないため、重いクォークのスピン変換に対して不変性を保つ。前者はヘビークォークフレーバー対称性、後者はヘビークォークスピン対称性に対応する。二つの対称性を合わせ、ヘビークォーク対称性という。

ヘビークォークフレーバー対称性を課した有効模型では重いクォークを含むハドロンはチャームクォークを含む状態とボトムクォークを含む状態が同一の状態として解析される。

ヘビークォークスピン対称性の結果、次式で表される全体の角運動量 \vec{J} と、重いクォークのスピン \vec{S} 、重いクォーク以外の角運動量 (ライトクラウドスピン) \vec{j} がそれぞれ独立に保存する。

$$\vec{J} = \vec{j} + \vec{S} \quad (12)$$

$j = |\vec{j}|$ の値によっては重いクォークのスピン変換に対して複数の状態が縮退を起こす。重いクォークのスピン $1/2$ に対して、全体の角運動量の大きさ J は次の二つの状態をとることができる。

$$J_\pm = j \pm 1/2 \quad (13)$$

これをヘビークォーク二重項と呼ぶ。 $j = 0$ のときは J は一つの値しかとることができず、これをヘビークォーク一重項と呼ぶ。

2.2 ヘビークォーク対称性に基づくヘビーバリオンの質量分布の分類

ここでは基底状態ヘビーバリオン (正パリティ) の質量分布を、ヘビークォーク対称性に基づき分類して説明する。

図 1 にチャームクォークを含むヘビーバリオン (チャームバリオン) とボトムクォークを含むヘビーバリオン (ボトムバリオン) の質量分布を並べて示した。ボトムバリオンでは励起状態に未発見の状態が多いため基底状態 (オレンジと水色) に着目する。ヘビークォークフレーバー対称性のため、チャームバリオンとボトムバリオンで似通った質量分布が存在することが見て取れる。そのため $1/m_Q$ 展開の高次項を無視した一つの模型を用いても、チャームバリオンとボトムバリオン両方の質量分布とそれから決まる結合定数をよく説明することができる。本論では基本的にチャームバリオンの質量と崩壊幅の実験値を用いて模型のパラメーターを決定し、ボトムバリオンの解析に適用する。ボトムバリオンの質量分布が実験で正確に決まっている場合は $1/m_Q$ の一次の、ヘビークォークフレーバー対称性の破れを取り入れて質量分布を再現する。

ヘビークォーク二重項間の質量差はチャームバリオンよりボトムバリオンで小さい。これはヘビークォークスピン対称性がボトムバリオンでよりよい近似として現れ、質量が縮退していることによる。

再び基底状態の質量分布に着目すると、フレーバー 6 表現に属する状態 ($\Sigma_Q^{(*)}$, $\Xi_Q^{(*)}$, $\Omega_Q^{(*)}$, オレンジ) はスピン $1/2$ と $3/2$ が近似的に縮退したヘビークォーク二重項であり、フレーバー $\bar{3}$ 表現に属する状態 (Λ_Q , Ξ_Q , 水色) は近くに似た質量をもつ状態がないヘビークォーク一重項 (スピン $1/2$) であることがわかる (添字

* はスピン 3/2 の状態を表す)。ヘビーバリオンはヘビークォークと軽いダイクォークから構成される。ダイクォークスピンをライトクラウドスピンとみなすと、基底状態のヘビークォーク二重項はダイクォークスピン 1 の状態を、同じく基底状態のヘビークォーク一重項はダイクォークスピン 0 の状態として現れると考えられる。したがって本論ではフレーバー 6 表現の基底状態を含むカイラルパートナー構造をスピン 1 ダイクォークのカイラル表現に基づき、フレーバー $\bar{3}$ 表現の基底状態を含むカイラルパートナー構造をスピン 0 ダイクォークのカイラル表現に基づき解析を行う。

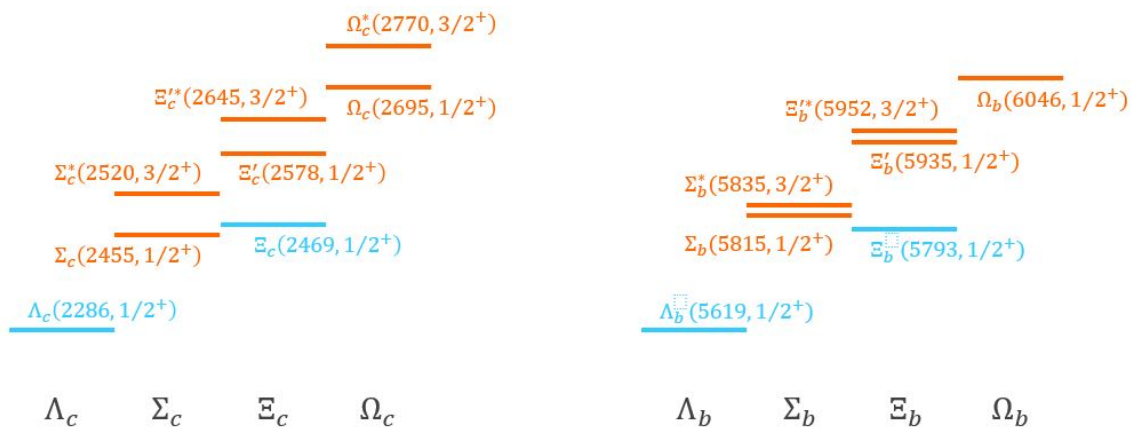


図1 実験で観測されたヘビーバリオンの質量分布

3 カイラル対称性

3.1 基礎的事項

ここでは QCD ラグランジアンが近似的にもつ対称性であるカイラル対称性について基礎的な事項を [39] の記述に基づいて述べる。

軽いクォーク（アップ、ダウン、ストレンジ）の質量を無視した QCD ラグランジアンは次のように書ける。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0 = \sum_{q=u,d,s} \bar{q} i \not{D} q - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (14)$$

このラグランジアンにおける大局的な対称性について考える。カイラリティの行列 $\gamma_5 = \gamma^5 = i\gamma^0\gamma^1\gamma^2\gamma^3 = \gamma_5^\dagger$, $\{\gamma^\mu, \gamma_5\} = 0$, $\gamma_5^2 = 1$ を用いて次の射影演算子を導入する。

$$P_R = \frac{1}{2}(1 + \gamma_5) = P_R^\dagger, \quad P_L = \frac{1}{2}(1 - \gamma_5) = P_L^\dagger \quad (15)$$

添字の R と L によって右巻きと左巻きを区別する。二つの射影演算子の間には次の関係式が成り立つ。

$$P_R + P_L = 1 \quad (16)$$

$$P_R^2 = P_R, \quad P_L^2 = P_L \quad (17)$$

また、次の直交関係も存在する。

$$P_R P_L = P_L P_R = 0 \quad (18)$$

この射影演算子をクォーク場に対して作用させる。右巻きクォーク場 q_R と左巻きクォーク場 q_L をそれぞれ次のように定義する。

$$q_R = P_R q, \quad q_L = P_L q \quad (19)$$

ここで定義されたクォーク場はパリティ変換に対して元の状態に戻らず、反対符号の状態に移ることもない。クォーク場のパリティ変換は、

$$P: q(t, \vec{x}) \mapsto \gamma_0 q(t, -\vec{x}) \quad (20)$$

だから、右巻きクォーク場は次のようなパリティ変換をする。

$$q_R(t, \vec{x}) = P_R q(t, \vec{x}) \mapsto P_R \gamma_0 q(t, -\vec{x}) = \gamma_0 q_L(t, -\vec{x}) \neq \pm q_R(t, -\vec{x}) \quad (21)$$

左巻きクォークについても同様のことが言え、したがってこれらのクォーク場はパリティの固有状態ではない。

QCD ラグランジアン (14) は右巻き・左巻きクォーク場を使って次のように書き換えることができる。

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0 = \sum_{q=u,d,s} (\bar{q}_R i \not{D} q_R + \bar{q}_L i \not{D} q_L) - \frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a\mu\nu} \quad (22)$$

共変微分のフレーバー自由度に対する独立性から $\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0$ は次の変換に対して不変となる。

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ s_L \end{pmatrix} &\mapsto U_L \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ s_L \end{pmatrix} = \exp\left(-i \sum_{a=1}^8 \Theta_a^L \frac{\lambda_a}{2}\right) e^{-i\Theta^L} \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \\ s_L \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \\ s_R \end{pmatrix} &\mapsto U_R \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \\ s_R \end{pmatrix} = \exp\left(-i \sum_{a=1}^8 \Theta_a^R \frac{\lambda_a}{2}\right) e^{-i\Theta^R} \begin{pmatrix} u_R \\ d_R \\ s_R \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (23)$$

U_L と U_R はそれぞれ独立な 3 行 3 列のユニタリー行列で、 $e^{-i\Theta_L}$ と $e^{-i\Theta_R}$ は変換因子を表す。Gell-Mann 行列 λ_a はフレーバー空間に作用する。

この不変性を指して $\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0$ は大局的な $U(3)_L \times U(3)_R$ 対称性をもつという。Noether の定理より、この対称性から計 18 個の保存カレントが生まれる。

$$L^{\mu,a} = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \partial_\mu \Theta_a^L} = \bar{q}_L \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q_L, \quad \partial_\mu L^{\mu,a} = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \Theta_a^L} = 0 \quad (24)$$

$$R^{\mu,a} = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \partial_\mu \Theta_a^R} = \bar{q}_R \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q_R, \quad \partial_\mu R^{\mu,a} = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \Theta_a^R} = 0 \quad (25)$$

$$L^\mu = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \partial_\mu \Theta^L} = \bar{q}_L \gamma^\mu q_L, \quad \partial_\mu L^\mu = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \Theta^L} = 0 \quad (26)$$

$$R^\mu = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \partial_\mu \Theta^R} = \bar{q}_R \gamma^\mu q_R, \quad \partial_\mu R^\mu = \frac{\partial \delta \mathcal{L}_{\text{QCD}}^0}{\partial \Theta^R} = 0 \quad (27)$$

$L^{\mu,a}$ は $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性の下で (1, 8) の多重項として変換する。これは右巻きの変換に対して一重項、左巻きの変換に対して八重項であることを意味する。同様に $R^{\mu,a}$ は (8, 1) として変換する。以降はカイラルカレントの代わりに次のカレントの線形結合を用いて議論する。

$$V^{\mu,a} = R^{\mu,a} + L^{\mu,a} = \bar{q} \gamma^\mu \frac{\lambda^a}{2} q \quad (28)$$

$$A^{\mu,a} = R^{\mu,a} - L^{\mu,a} = \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\lambda^a}{2} q \quad (29)$$

これらのカレントはそれぞれベクトル／擬ベクトルとしての変換をする。

$$P: V^{\mu,a}(t, \vec{x}) \mapsto V_\mu^a(t, -\vec{x}) \quad (30)$$

$$P: A^{\mu,a}(t, \vec{x}) \mapsto -A_\mu^a(t, -\vec{x}) \quad (31)$$

さらに次の一重項保存ベクトルが得られる。

$$V^\mu = R^\mu + L^\mu = \bar{q} \gamma^\mu q, \quad \partial_\mu V^\mu = 0$$

同様にして次の一重項擬ベクトルを得ることができる。

$$A^\mu = R^\mu - L^\mu = \bar{q} \gamma^\mu \gamma_5 q \quad (32)$$

しかしこれの微分は量子効果を含めると次のように計算され、保存しない。

$$\partial_\mu A^\mu = \frac{3g_s^2}{32\pi^2} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} G_a^{\mu\nu} G_a^{\rho\sigma} \quad (33)$$

これを $U_A(1)$ アノマリーと呼ぶ。したがって QCD は軽いクォークの質量をゼロにとる極限において $SU(3)_R \times SU(3)_L \times U_V(1)$ 対称性をもつ。

大局的な $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ 変換の下での $\mathcal{L}_{\text{QCD}}^0$ の対称性は、カイラル極限における QCD ハミルトニアン H_{QCD}^0 もまた大局的な $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ 変換の下で対称であることを暗示する。ふつう電荷演算子といったときは電荷密度の空間積分を指す。

$$Q_L^a(t) = \int d^3x q_L^\dagger(t, \vec{x}) \frac{\lambda_a}{2} q_L(t, \vec{x}), \quad a = 1, \dots, 8 \quad (34)$$

$$Q_R^a(t) = \int d^3x q_R^\dagger(t, \vec{x}) \frac{\lambda_a}{2} q_R(t, \vec{x}), \quad a = 1, \dots, 8 \quad (35)$$

$$Q_V(t) = \int d^3x \left[q_L^\dagger(t, \vec{x}) q_L(t, \vec{x}) + q_R^\dagger(t, \vec{x}) q_R(t, \vec{x}) \right] \quad (36)$$

変換の下で保存するカレントに対する電荷演算子は時間に依存しないため、ハミルトニアンと交換する。

$$[Q_L^a, H_{\text{QCD}}^0] = [Q_R^a, H_{\text{QCD}}^0] = [Q_V, H_{\text{QCD}}^0] = 0 \quad (37)$$

さらに電荷演算子同士の交換関係を計算すると以下の様になる。

$$[Q_L^a, Q_L^b] = i f_{abc} Q_L^c \quad (38)$$

$$[Q_R^a, Q_R^b] = i f_{abc} Q_R^c \quad (39)$$

$$[Q_L^a, Q_R^b] = 0 \quad (40)$$

$$[Q_L^a, Q_V] = [Q_R^a, Q_V] = 0 \quad (41)$$

与えられた演算子に対するこれらの交換関係は $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_V$ の下での変換の振る舞いを調べるのに効果を発揮する。

3.2 カイラル対称性の自発的破れとハドロンの質量分布

QCD ラグランジアンがもつカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L \times U(1)_V$ 対称性でハドロン質量を分類すると、これらは縮退する。 $U(1)_V$ 対称性はバリオン数 B の保存を表し、これによって中間子 ($B = 0$) とバリオン ($B = 1$) を分類することができる。カイラル対称性の表現における電荷の線形結合 $Q_V^a = Q_R^a + Q_L^a$ と $Q_A^a = Q_R^a - Q_L^a$ はそれぞれがハミルトニアン H_{QCD} と可換であって反対のパリティをもつが、これらの電荷によって生成されるパリティが異なる二つの状態は縮退することが予想される。

$|i, +\rangle$ を H_{QCD} に対する固有値 E_i の固有状態とする。符号はパリティを表す。

$$H_{\text{QCD}}^0 |i, +\rangle = E_i |i, +\rangle \quad (42)$$

パリティ変換に対して次のように変換する。

$$P |i, +\rangle = + |i, +\rangle \quad (43)$$

たとえば基底状態のバリオン八重項のようなものを想定する。次に $|\phi\rangle = Q_A^a |i, +\rangle$ を定義する。 $[H_{\text{QCD}}^0, Q_A^a] = 0$ から、

$$H_{\text{QCD}}^0 |\phi\rangle = H_{\text{QCD}}^0 Q_A^a |i, +\rangle = Q_A^a H_{\text{QCD}}^0 |i, +\rangle = E_i Q_A^a |i, +\rangle = E_i |\phi\rangle \quad (44)$$

を得るから、状態 $|\phi\rangle$ もエネルギー固有値 E_i をもつが、パリティは負である。

$$P |\phi\rangle = P Q_A^a P^{-1} P |i, +\rangle = -Q_A^a (+ |i, +\rangle) = - |\phi\rangle \quad (45)$$

そのため $|\phi\rangle$ は負パリティの固有状態で展開することができる。

$$|\phi\rangle = Q_A^a |i, +\rangle = -t_{ij}^a |j, -\rangle \quad (46)$$

しかし現実にはバリオンの質量はこのような正負パリティの縮退を起こしていない。これまでの議論で不自然な点があったとすれば、QCD の真空が Q_A^a に対して消滅することを暗に仮定していた点である。したがって QCD 真空は Q_A^a を生成子にもつカイラル変換に対して対称ではないことが示唆される。

$$Q_A^a |0\rangle \neq 0 \quad (47)$$

元のラグランジアンが変換に対して対称であるにも関わらずその真空が対称でないことから、対称性の自発的破れが起こっていることが期待される。

一方、カイラル極限において真空は $SU(3)_V \times U(1)_V$ の変換の下で対称でなければならないことが示されている [40]。したがって8つのベクトル電荷 Q_V^a とバリオン数演算子 $Q_V/3$ に対して、

$$Q_V^a |0\rangle = Q_V |0\rangle = 0 \quad (48)$$

のように真空が消滅する。真空が $SU(3)_V \times U(1)_V$ 変換の下で対称であれば、ハミルトニアンも変換に対して対称である [41]。真空とハミルトニアンの対称性は H_{QCD}^0 のエネルギー固有状態に対する物理的状態が $SU(3)_V \times U(1)_V$ 表現の規約表現で表されることを示唆する。

これまでの議論をまとめると、QCDの対称性は $SU(3)_R \times SU(3)_L \times U_V(1) \rightarrow SU(3)_V \times U_V(1)$ に自発的に破れている。対称性の自発的破れに付随する現象として零質量の南部・ゴールドストーンボソンの出現が知られているが、 π 中間子などはこれに該当すると考えられている。

以上の議論からカイラル対称な世界において縮退していた正負パリティの状態が、自発的破れによって異なる質量をもつ描像が得られる。これをハドロン質量分布のカイラルパートナー構造と呼ぶ。本研究ではこの質量生成起源をヘビーバリオンに適用して、基底状態のカイラルパートナーの特定を目指す。

3.3 ダイクォークのカイラル表現

3.3.1 $SU(2)_R \times SU(2)_L$ でのダイクォーク

本項ではカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性の下で、ヘビーバリオンのカイラル構造をクォーク場を用いて調べる。

はじめに u, d のクォーク場について考察する。

$$q_{L/R,i}, \quad (i = u, d) \quad (49)$$

ここで L と R はカイラルパリティの左巻きと右巻きを示す。これらを使ってスピン0ダイクォークを次のように組むことができる。

$$q_{L,i}^T C q_{L,j}, \quad q_{R,i}^T C q_{R,j} \quad (50)$$

ここで T はスピノル空間の転置を指し、 $C = i\gamma^0\gamma^2$ は荷電共役行列を表す。二つのクォーク間の角運動量が偶なら、添字 i と j はフェルミ統計から反対称に組まれる必要がある。そのような場合、上記ダイクォークはカイラル一重項として振る舞う。このカイラル構造を明らかにするために、カイラル一重項の二つのダイクォークを導入する。

$$\epsilon_{ij} (q_{L,i}^T C q_{L,j}), \quad \epsilon_{ij} (q_{R,i}^T C q_{R,j}) \quad (51)$$

ここで ϵ^{ij} 反対称テンソルで $\epsilon_{ij} = -\epsilon_{ji}$ かつ $\epsilon_{ud} = 1$ で同じ添字については和をとるものとする。上記二つのダイクォークはカイラル一重項だから、それらの組み合わせで表されるパリティの固有状態もそれぞれカイラル一重項となる。

カイラル一重項で $J^P = 0^+$ の場を定義する。

$$\Phi_{(+)} = \epsilon_{ij} (q_{L,i}^T C q_{L,j}) + \epsilon_{ij} (q_{R,i}^T C q_{R,j}) \quad (52)$$

これはカイラル $(SU(2)_R, SU(2)_L)$ 対称性の下で $(1, 1)$ 表現に属する。

次に以下のダイクォークを考察する。

$$[\Phi^\mu]_{ij} = [q_L^T C \gamma^\mu q_R]_{ij} = q_{L,i}^T C \gamma^\mu q_{R,j} \quad (53)$$

これはカイラル $(SU(2)_R, SU(2)_L)$ 対称性の下で $(2, 2)$ 表現に属する。このダイクォーク場は以下の性質を満たす。

$$[q_R^T C \gamma^\mu q_L]_{ij} = - [q_L^T C \gamma^\mu q_R]_{ji} \quad (54)$$

これらのダイクォークからパリティの固有状態を得ることができる。

$$\begin{aligned} [q_L^T C \gamma^\mu q_R]_{ij} + [q_R^T C \gamma^\mu q_L]_{ij} &= [q^T C \gamma^\mu q]_{ij} = [\Phi_{(3)}^\mu]_{ij} \\ [q_L^T C \gamma^\mu q_R]_{ij} - [q_R^T C \gamma^\mu q_L]_{ij} &= [q^T C \gamma^\mu \gamma_5 q]_{ij} = [\Phi_{(1)}^\mu]_{ij} \end{aligned} \quad (55)$$

(54) の性質から $J^P = 1^+$ のダイクォークはフレーバー対称に組まれることがわかり、反対に $J^P = 1^-$ は反対称となる。

$$\begin{aligned} [\Phi_{(3)}^\mu]_{ij} &= [\Phi_{(3)}^\mu]_{ji} \\ [\Phi_{(1)}^\mu]_{ij} &= -[\Phi_{(1)}^\mu]_{ji} \end{aligned} \quad (56)$$

カイラル対称性がフレーバー対称性にまで破れたとき、 $\Phi_{(3)}^\mu$ はアイソスピン三重項で $J^P = 1^+$ のダイクォーク、 $\Phi_{(1)}^\mu$ はアイソスピン一重項で $J^P = 1^-$ のダイクォークを示す。

3.3.2 $SU(3)_R \times SU(3)_L$ でのダイクォーク

今度は s クォークも含めたカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ におけるダイクォーク場について考察する。スピン 0 ダイクォークとして次のものを定義する。

$$d_{R,i} = \epsilon_{ijk} (q_{R,j}^T C q_{R,k}), \quad d_{L,i} = \epsilon_{ijk} (q_{L,j}^T C q_{L,k}) \quad (57)$$

これらのダイクォークはそれぞれカイラル $(\bar{3}, 1)$ と $(1, \bar{3})$ 表現に属する。

$$d_{R,i} \rightarrow d_{R,j} U_{R,ji}^\dagger, \quad (\bar{3}, 1) \quad (58)$$

$$d_{L,i} \rightarrow d_{L,j} U_{L,ji}^\dagger, \quad (1, \bar{3}) \quad (59)$$

また、 $U_A(1)$ 変換は次のように定義される。

$$d_{R,i} \rightarrow e^{2i\theta} d_{R,j} \quad (60)$$

$$d_{L,i} \rightarrow e^{-2i\theta} d_{L,j} \quad (61)$$

スピン 1 ダイクォークについてはアイソスピン三重項のものがフレーバー 6 表現に、一重項のものが $\bar{3}$ 表現に拡張される。

$$\begin{aligned} [\Phi_{(6)}^\mu]_{ij} &= [\Phi_{(6)}^\mu]_{ji} \\ [\Phi_{(\bar{3})}^\mu]_{ij} &= -[\Phi_{(\bar{3})}^\mu]_{ji} \end{aligned} \quad (62)$$

3.4 ヘビーバリオン有効場

3.4.1 $SU(2)_R \times SU(2)_L$ でのヘビーバリオン

ここではカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ でのヘビーバリオンの有効場を考察する。

(52) の $J^P = 0^+$ の場とヘビークォーク Q ($Q = c, b$) を合わせてヘビーバリオンをつくる。結果としてできるバリオンはヘビークォーク一重項に属する。

$$\Lambda_Q \sim Q \Phi_{(+)} \quad (63)$$

(56) のダイクォーク Φ^μ とヘビークォークからスピン 1/2 と 3/2 のヘビークォーク二重項のヘビーバリオンをつくる。

$$S_Q^\mu \sim Q \Phi^\mu \quad (64)$$

ここで S_Q^μ はヘビーバリオンの場を表す。 S_Q^μ はアイソスピン三重項と一重項のヘビーバリオンを含む。

$$\begin{aligned}(\Sigma_Q^a(1/2^+), \Sigma_Q^{*a}(3/2^+)) &\sim Q \Phi_{(3)}^\mu \\ (\Lambda_{Q1}(1/2^-), \Lambda_{Q1}^*(3/2^-)) &\sim Q \Phi_{(1)}^\mu\end{aligned}\quad (65)$$

ここで左辺の添字 μ は簡単のため落とした。 $\Phi_{(3)}^\mu$ と $\Phi_{(1)}^\mu$ は一つのカイラル変換が定義された場 Φ^μ に含まれるから、 $(\Lambda_{Q1}(1/2^-), \Lambda_{Q1}^*(3/2^-))$ のヘビークォーク二重項は $(\Sigma_Q(1/2^+), \Sigma_Q^*(3/2^+))$ の二重項のカイラルパートナーといふことができる。

カイラル $(2, 2)$ 表現に属する S_Q^μ は次のように変換する。

$$S_Q^\mu \xrightarrow{\text{Ch.}} g_R S_Q^\mu g_L^T, \quad (Q = c, b) \quad (66)$$

カイラルパートナーとして S_Q^μ に含まれる正パリティのアイソスピン三重項ヘビーバリオンのと負パリティのアイソスピン一重項ヘビーバリオンを次のように埋め込む。

$$S_Q^\mu = \hat{\Sigma}_Q^\mu + \hat{\Lambda}_{Q1}^\mu \quad (67)$$

ここで、 $\hat{\Sigma}_Q^\mu$ と $\hat{\Lambda}_{Q1}^\mu$ はそれぞれアイソスピン三重項と一重項の場を次のように含む。

$$\hat{\Sigma}_Q^\mu = \begin{pmatrix} \Sigma_Q^{I=1\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma_Q^{I=0\mu} \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \Sigma_Q^{I=0\mu} & \Sigma_Q^{I=-1\mu} \end{pmatrix} \quad (68)$$

$$\hat{\Lambda}_{Q1}^\mu = \begin{pmatrix} 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} \Lambda_{Q1}^\mu \\ -\frac{1}{\sqrt{2}} \Lambda_{Q1}^\mu & 0 \end{pmatrix} \quad (69)$$

これら Σ_Q^μ と Λ_{Q1}^μ はスピン $3/2$ のバリオンの場と $1/2$ の場に分けることができる。

$$\Sigma_Q^\mu = \Sigma_Q^{*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}} (\gamma^\mu + v^\mu) \gamma_5 \Sigma_Q \quad (70)$$

$$\Lambda_{Q1}^\mu = \Lambda_{Q1}^{*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}} (\gamma^\mu + v^\mu) \gamma_5 \Lambda_{Q1} \quad (71)$$

ここで $\Sigma_Q^{*\mu}$ と $\Lambda_{Q1}^{*\mu}$ はスピン $3/2$ のバリオンの場を、 Σ_Q と Λ_{Q1} はスピン $1/2$ の場をそれぞれ表す。場 S_Q^μ のパリティ変換は次のように与えられる。

$$S_Q^\mu \xrightarrow{\text{P}} -\gamma^0 S_{Q\mu}^T \quad (72)$$

T は $SU(2)$ フレーバー空間における 2×2 行列の転置を表す。

3.4.2 $SU(3)_R \times SU(3)_L$ でのヘビーバリオンの

ここではカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ でのヘビーバリオンの有効場を考察する。

(57) のスピン 0 ダイクォークを内包するヘビーバリオンのカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ の下で次のように変換する。

$$S_{R,i} \rightarrow U_{R,ji}^\dagger S_{R,j} \quad (73)$$

$$S_{L,i} \rightarrow U_{L,ji}^\dagger S_{L,j} \quad (74)$$

ここで $S_{R/L,i}$ はヘビーバリオンの場を表している。変換性はダイクォークの場合の転置で定義した。これらのヘビーバリオンの場 $U_A(1)$ 変換は以下で定義される。

$$S_{R,i} \rightarrow e^{2i\theta} S_{R,i} \quad (75)$$

$$S_{L,i} \rightarrow e^{-2i\theta} S_{L,i} \quad (76)$$

$S_{R/L,i}$ はパリティ変換で次のように関係づく。

$$S_{R,i} \xrightarrow{P} -\gamma^0 S_{L,i} \quad (77)$$

また、ヘビーバリオンのパリティ固有値を以下のように定義する。

$$S_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_{R,i} - S_{L,i}) = \begin{cases} \Xi_Q(1/2^+) & (i = 1, 2) \\ \Lambda_Q(1/2^+) & (i = 3) \end{cases} \quad (78)$$

$$P_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(S_{R,i} + S_{L,i}) = \begin{cases} \Xi_Q(1/2^-) & (i = 1, 2) \\ \Lambda_Q(1/2^-) & (i = 3) \end{cases} \quad (79)$$

基底状態ヘビーバリオンは S_i に、未発見の負パリティヘビーバリオンは P_i に対応する。

(62) のスピン 1 ダイクォークはカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性の下で、(3, 3) 表現に属する。ヘビーバリオンの同じカイラル表現に属すると仮定して、ヘビーバリオンの場 S^μ を以下で定義する。

$$S^\mu \xrightarrow{\text{Ch.}} U_R S^\mu U_L^T \quad (80)$$

カイラル対称性が自発的に破れたとき、 S^μ は二つの部分に分かれる。一つは正パリティで $SU(3)$ フレーバー対称性の下で 6 表現に属するヘビーバリオンの場、もうひとつは負パリティで $\bar{3}$ 表現に属する。

$$S^\mu = \hat{B}^{6\mu} + \hat{B}^{\bar{3}\mu} \quad (81)$$

この模型において $\hat{B}^{6\mu}$ と $\hat{B}^{\bar{3}\mu}$ は互いにカイラルパートナーの関係にある。物理的状態を次のように定義する。

$$\hat{B}^{6\mu} = \begin{pmatrix} \Sigma_Q^{I_3=1\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_Q^{I_3=0\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_Q^{I_3=\frac{1}{2}\mu} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Sigma_Q^{I_3=0\mu} & \Sigma_Q^{I_3=-1\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_Q^{I_3=-\frac{1}{2}\mu} \\ \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_Q^{I_3=\frac{1}{2}\mu} & \frac{1}{\sqrt{2}}\Xi_Q^{I_3=-\frac{1}{2}\mu} & \Omega_Q^\mu \end{pmatrix}$$

$$\hat{B}^{\bar{3}\mu} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \Lambda_{Q1}^\mu & \Xi_{Q1}^{I_3=\frac{1}{2}\mu} \\ -\Lambda_{Q1}^\mu & 0 & \Xi_{Q1}^{I_3=-\frac{1}{2}\mu} \\ -\Xi_{Q1}^{I_3=\frac{1}{2}\mu} & -\Xi_{Q1}^{I_3=-\frac{1}{2}\mu} & 0 \end{pmatrix} \quad (82)$$

$B^{6\mu}$ と $B^{\bar{3}\mu}$ はスピン 3/2 の場とスピン 1/2 の場に分解することができる。

$$B^{6\mu} = B^{6*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}}(\gamma^\mu + v^\mu)\gamma_5 B^6$$

$$B^{\bar{3}\mu} = B^{\bar{3}*\mu} - \frac{1}{\sqrt{3}}(\gamma^\mu + v^\mu)\gamma_5 B^{\bar{3}} \quad (83)$$

ここで $B^{6*\mu}$ と $B^{\bar{3}*\mu}$ はスピン 3/2 のヘビーバリオンの場を、 B^6 と $B^{\bar{3}}$ はスピン 1/2 のヘビーバリオンの場を指す。 S^μ のパリティ変換は次で与えられる。

$$S^\mu \xrightarrow{P} -\gamma^0 S_\mu^T \quad (84)$$

ここで T はフレーバー空間における 3×3 行列の転置を表す。

4 アップ・ダウンクォークのみを含むスピン 1 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析

この章と次の章ではスピン 1 ダイクォークを内包するヘビーバリオンを考察する。本章では特にカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性に基づいた解析を行う。ヘビークォーク対称性に基づく分類では、スピン 1 ダイクォークを内包するヘビーバリオンはヘビークォーク二重項に属する。既知の状態ではチャームバリオンでは $\Sigma_c(2455)$ と $\Sigma_c(2520)$ 、ボトムバリオンでは Σ_b と Σ_b^* が対応する。これらのヘビーバリオンは正のパリティをもつ。一方負のパリティをもち、ヘビークォーク二重項に属するヘビーバリオンとして、 $\Lambda_c(2595)$ 、 $\Lambda_c(2625)$ 、 $\Lambda_b(5912)$ 、 $\Lambda_b(5920)$ が実験で観測されている。本論ではこれらの負パリティヘビーバリオンを $\Sigma_c(2455)$ 等のカイラルパートナーと仮定して模型を構築し、これに基づき負パリティヘビーバリオンの崩壊幅を解析する。カイラルパートナー構造の仮定による効果が負パリティヘビーバリオンの 2π 放出崩壊や光子放出崩壊に現れることを示す。

4.1 ラグランジアン

ここではカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性とヘビークォーク対称性に基づき、スピン 1 ダイクォークを内包するヘビーバリオンの有効模型を構築する。

ヘビーバリオンの崩壊について調べるため、スカラー/擬スカラー中間子をカイラル ($SU(2)_R, SU(2)_L$) 対称性における $(2, 2)$ 表現に属する場 M に含まれる状態として定義する。 M のカイラル変換とパリティ変換は次のように与えられる。

$$M \xrightarrow{\text{Ch.}} U_L M U_R^\dagger \quad (85)$$

$$M \xrightarrow{\text{P}} M^\dagger \quad (86)$$

ここで有効ラグランジアンにおける M はカイラル対称性を自発的に破る真空期待値をもち、その真空期待値は π 中間子崩壊定数に比例することを仮定する。 $f_\pi = 92.4 \text{ MeV}$ という規格化を用いる。

$$\langle M \rangle = f_\pi \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (87)$$

以下ではヘビーバリオンの π 放出崩壊を調べるため、場 M を次のように表す。

$$M = f_\pi U \quad (88)$$

ここで U は次の通り。

$$U = e^{\frac{2i\pi}{f_\pi}} \quad (89)$$

π は π 中間子を含む 2×2 行列場を示す。

$$\pi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \pi^0 & \sqrt{2}\pi^+ \\ \sqrt{2}\pi^- & -\pi^0 \end{pmatrix} \quad (90)$$

以上定義したヘビーバリオンの場 Λ_Q と S_Q^μ 、中間子場 M を用いて、ヘビークォーク対称性とカイラル対称性に基づく有効ラグランジアンを構築する。ラグランジアンは中間子場 M を二つまで含む。また、本解析で問題にする π 放出崩壊の力学を決定するヘビーバリオンの質量差（例として $\Sigma_Q \rightarrow \Lambda_Q \pi$ に対する $\Sigma_Q - \Lambda_Q$ 間の質量差（約 170 MeV）、 $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ に対する $\Lambda_{Q1}^{(*)} - \Lambda_Q$ 間の質量差（約 310 MeV）など）は放出する π 中間子の質量（約 140 MeV）の和と大きな差をもたず、中間子場の微分による展開が有効であるた

め [23], 微分の一次までを取り入れ二次以上は無視した。可能なラグランジアンは次のように書ける。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Q = & -\text{tr}\bar{S}_Q^\mu (v \cdot iD - \Delta_Q) S_{Q\mu} + \bar{\Lambda}_Q (v \cdot iD) \Lambda_Q \\
& + \frac{g_1}{2f_\pi} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger M S_{Q\mu} + \bar{S}_{Q\mu}^T M M^\dagger S_Q^{\mu T} \right) \\
& - \frac{g_2}{2f_\pi} \text{tr} \bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T - \frac{g_2^v}{2m_{\Lambda_Q}} \text{tr} \bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T \\
& - i \frac{h_1^I - ih_1^R}{4f_\pi^2} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger v \cdot \partial M S_{Q\mu} + \bar{S}_{Q\mu}^T M v \cdot \partial M^\dagger S_{Q\mu}^T \right) \\
& - i \frac{-h_1^I - ih_1^R}{4f_\pi^2} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu v \cdot \partial M^\dagger M S_{Q\mu} + \bar{S}_{Q\mu}^T v \cdot \partial M M^\dagger S_{Q\mu}^T \right) \\
& + \frac{h_2}{2f_\pi^2} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu v \cdot \partial M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T + \bar{S}_{Q\mu}^T v \cdot \partial M S_{Q\mu} M^* \right) \\
& - \frac{g_3}{2\sqrt{2}f_\pi} \bar{\Lambda}_Q \text{tr} \left(\partial^\mu M S_{Q\mu} \tau^2 - \partial_\mu M^\dagger S_Q^{\mu T} \tau^2 \right) + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{91}$$

ここで m_{Λ_Q} ($Q = c, b$) は基底状態の Λ_c (2286) と Λ_b の質量を表す。 Δ_Q は (Σ_Q, Λ_{Q1}) のカイラルパートナーとカイラル一重項 Λ_Q のカイラル不変質量の差を生み、それはヘビークォークフレーバー対称性の破れを含む。 g_2^v 項はチャームバリオンとボトムバリオンの質量分布の違いを説明するためにヘビークォークフレーバー対称性の破れとして導入した。同様に g_1 項にもヘビークォークフレーバー対称性の破れを導入することができるが、その効果は Δ_Q に吸収されるためここでは明記しない。他の項のヘビークォークフレーバー対称性の破れは小さいことを仮定する。

4.2 ヘビーバリオンの質量と $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ 崩壊

この項では結合定数 g_2 と g_2^v を、関係するヘビーバリオンの質量から決め、 g_3 を $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c \pi$ の崩壊幅の実験値から決定する。それから $\Sigma_b^{(*)} \rightarrow \Lambda_b \pi$ の崩壊幅に対する予測を与える。

カイラル対称性が自発的に破れたとき、中間子場 M は (87) のように真空期待値を獲得する。そして $\Sigma_Q^{(*)}$ と $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ の質量が次のように表される。

$$m(\Sigma_Q^{(*)}) = m_{\Lambda_Q} + \Delta_Q + g_1 f_\pi - \frac{g_2^Q}{2} f_\pi \tag{92}$$

$$m(\Lambda_{Q1}^{(*)}) = m_{\Lambda_Q} + \Delta_Q + g_1 f_\pi + \frac{g_2^Q}{2} f_\pi \tag{93}$$

ここで g_2^Q を次のように定義する。

$$g_2^Q = g_2 + g_2^v \frac{f_\pi}{m_{\Lambda_Q}} \tag{94}$$

本解析においてはチャームバリオンで次の二つのヘビークォーク二重項の間にカイラルパートナーの関係を設定する。

$$(\Lambda_{c1}, \Lambda_{c1}^*) = (\Lambda_c(2595; J^P = 1/2^-), \Lambda_c(2625; 3/2^-))$$

$$(\Sigma_c, \Sigma_c^*) = (\Sigma_c(2455; 1/2^+), \Sigma_c(2520; 3/2^+))$$

ボトムバリオンでは次の二つの間に設定する。

$$(\Lambda_{b1}, \Lambda_{b1}^*) = (\Lambda_b(5912; 1/2^-), \Lambda_b(5920; 3/2^-))$$

$$(\Sigma_b, \Sigma_b^*) = (\Sigma_b(1/2^+), \Sigma_b(3/2^+))$$

これらのヘビーバリオンの質量と全崩壊幅の、[42] に掲載された実験値を表 1 に示す。

表1 ヘビーバリオンの質量と崩壊幅の実験値

particle	J^P	mass[MeV]	full width[MeV]
Λ_c	$1/2^+$	2286.46 ± 0.14	no strong decays
$\Sigma_c^{++}(2455)$	$1/2^+$	2453.97 ± 0.14	$1.89_{-0.18}^{+0.09}$
$\Sigma_c^+(2455)$	$1/2^+$	2452.9 ± 0.4	< 4.6
$\Sigma_c^0(2455)$	$1/2^+$	2453.75 ± 0.14	$1.83_{-0.19}^{+0.11}$
$\Sigma_c^{++}(2520)$	$3/2^+$	$2518.41_{-0.19}^{+0.21}$	$14.78_{-0.40}^{+0.30}$
$\Sigma_c^+(2520)$	$3/2^+$	2517.5 ± 1.3	< 17
$\Sigma_c^0(2520)$	$3/2^+$	2518.48 ± 0.20	$15.3_{-0.5}^{+0.4}$
$\Lambda_c(2595)$	$1/2^-$	2595.25 ± 0.28	$2.59 \pm 0.30 \pm 0.47$
$\Lambda_c(2625)$	$3/2^-$	2628.11 ± 0.19	< 0.97
Λ_b	$1/2^+$	5619.58 ± 0.17	no strong decays
Σ_b^+	$1/2^+$	$5811.3_{-0.8}^{+0.9} \pm 1.7$	$9.7_{-2.8}^{+3.8} \pm 1.2_{-1.1}$
Σ_b^0	$1/2^+$
Σ_b^-	$1/2^+$	$5815.5_{-0.5}^{+0.6} \pm 1.7$	$4.9_{-2.1}^{+3.1} \pm 1.1$
Σ_b^{*+}	$3/2^+$	$5832.1 \pm 0.7 \pm 1.7_{-1.8}$	$11.5_{-2.2}^{+2.7} \pm 1.0_{-1.5}$
Σ_b^{*0}	$3/2^+$
Σ_b^{*-}	$3/2^+$	$5835.1 \pm 0.6 \pm 1.7_{-1.8}$	$7.5_{-1.8}^{+2.2} \pm 0.9_{-1.4}$
$\Lambda_b(5912)$	$1/2^-$	$5912.18 \pm 0.13 \pm 0.17$	< 0.66
$\Lambda_b(5920)$	$3/2^-$	5919.90 ± 0.19	< 0.63

結合定数 g_2^Q ($Q = c, b$) をカイラルパートナー間の質量差 ΔM_Q から決めるが、その際次のような手順を踏む。まず、スピン $1/2$ と $3/2$ で別々にカイラルパートナー間の質量差を求める。

$$\begin{aligned}\Delta M_Q^{(1/2, \text{exp})} &= M_{\Lambda_{Q1}} - M_{\Sigma_Q} \\ \Delta M_Q^{(3/2, \text{exp})} &= M_{\Lambda_{Q1}^*} - M_{\Sigma_Q^*}, \quad (Q = c, b)\end{aligned}\quad (95)$$

ここで $M_{\Lambda_{Q1}^*}$ と $M_{\Sigma_Q^*}$ はアイソスピン平均をとった値を表す。表1の値を用いるとチャームバリオンについて次の値が決まる。

$$\frac{\Delta M_c^{(1/2, \text{exp})}}{f_\pi} = 1.19 \quad (96)$$

$$\frac{\Delta M_c^{(3/2, \text{exp})}}{f_\pi} = 1.53 \quad (97)$$

これらの値のスピン平均をとると、 g_2^c の中央値を決めることができる。

$$g_2^c = \frac{1}{3} \left(\frac{\Delta M_c^{(1/2, \text{exp})}}{f_\pi} + 2 \frac{\Delta M_c^{(3/2, \text{exp})}}{f_\pi} \right) = 1.30 \quad (98)$$

ヘビークォークスピン対称性の破れを考慮して、パラメーターには次のようなエラーを付ける。

$$g_2^c = 1.30_{-1.19-1.30}^{+1.53-1.30} = 1.30_{-0.11}^{+0.23} \quad (99)$$

同様に g_2^b を評価することができる。

$$g_2^b = 0.980_{-0.046}^{+0.090} \quad (100)$$

次に結合定数 g_3 を $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c \pi$ の崩壊から決める。 $\Sigma_c^{++}(2455; 1/2^+)$, $\Sigma_c^0(2455; 1/2^+)$, $\Sigma_c^{*++}(2520; 3/2^+)$, $\Sigma_c^{*0}(2520; 3/2^+)$ の全崩壊幅の実験値を、 $1-\pi$ 放出崩壊が支配的と仮定して用いる。はじめに四つの結合定数 $g_3(\Sigma_c^{(*)++} \rightarrow \Lambda_c^{(*)+} \pi^+)$, $g_3(\Sigma_c^{(*)0} \rightarrow \Lambda_c^{(*)+} \pi^-)$ を対応する崩壊幅から決定する。それからスピン $1/2$ と $3/2$ で別々にアイソスピン平均をとる。

$$\begin{aligned} g_3^{(1/2)} &= \frac{g_3(\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) + g_3(\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)}{2} = 0.673 \\ g_3^{(3/2)} &= \frac{g_3(\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+) + g_3(\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)}{2} = 0.695 \end{aligned} \quad (101)$$

さらに得られた結合定数のスピン平均をとる。

$$g_3 = \frac{1}{3} \left(g_3^{1/2} + 2g_3^{3/2} \right) = 0.688 \quad (102)$$

結合定数はヘビークォーク対称性の破れに起因するエラーと実験値のエラーを含む。

$$g_3 \begin{array}{l} + |g_3^{3/2} - g_3|_{\text{stat.e.}} \\ - |g_3^{1/2} - g_3|_{\text{stat.e.}} \end{array} \quad (103)$$

結局次の値が得られる。

$$g_3 = 0.688_{-0.025}^{+0.013} \quad (104)$$

表 2 に g_2^Q と g_3 の評価した値を掲載する。

表 2 模型パラメーター g_2^Q, g_3

parameter	value
g_2^c	$1.30_{-0.11}^{+0.23}$
g_2^b	$0.980_{-0.046}^{+0.090}$
g_3	$0.688_{-0.025}^{+0.013}$

以上で決めた g_3 の値を用いて計算した $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ の崩壊幅の値を表 3 に示す。

本解析によって得られた $\Sigma_c(J^P = 1/2^+)$ と $\Sigma_c^*(3/2^+)$ の崩壊幅は g_3 という共通した結合定数を用いているにも関わらず実験値とよく一致している。これは g_3 に対するヘビークォークスピン対称性の破れが小さいことを示唆している。さらに、同じ g_3 を用いて得られた Σ_b と Σ_b^* の崩壊幅の予想は実験値とよく整合する。したがってヘビークォークフレーバー対称性の破れも小さいことが示唆される。ここで $\Sigma_c^{(*)+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$ の崩壊幅の予想が他のアイソスピンパートナーより大きくでているのは、 π^0 の質量が π^\pm より小さいことによる。

4.3 $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ 崩壊

この項では $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ の崩壊を考察する。図 2 では本模型における $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi^+ \pi^-$ の関係するファインマン・ダイアグラムをすべて示した。

表 3 本解析で得られた $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ の予想値。 $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$, $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, $\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$, $\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ は模型のパラメーター g_3 を決定するのに用いた。

decay modes	our model [MeV]	expt. [MeV]
$\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	$1.96^{+0.07}_{-0.14}$	$1.89^{+0.09}_{-0.18}$
$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$	$2.28^{+0.09}_{-0.17}$	< 4.6
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$	$1.94^{+0.07}_{-0.14}$	$1.83^{+0.11}_{-0.19}$
$\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$14.78^{+0.30}_{-0.40}$
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$	$15.3^{+0.6}_{-1.1}$	< 17
$\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^- \pi^0$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$15.3^{+0.4}_{-0.5}$
$\Sigma_b^+ \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+$	$6.14^{+0.23}_{-0.45}$	$9.7^{+3.8}_{-2.8} \pm 1.2$
$\Sigma_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0$	$7.27^{+0.27}_{-0.53}$	\dots
$\Sigma_b^- \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$	$7.02^{+0.27}_{-0.51}$	$4.9^{+3.1}_{-2.1} \pm 1.1$
$\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+$	$11.0^{+0.4}_{-0.8}$	$11.5^{+2.7}_{-2.2} \pm 1.0$
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0$	$12.3^{+0.5}_{-0.9}$	\dots
$\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$	$11.9^{+0.4}_{-0.9}$	$7.5^{+2.2}_{-1.8} \pm 0.9$

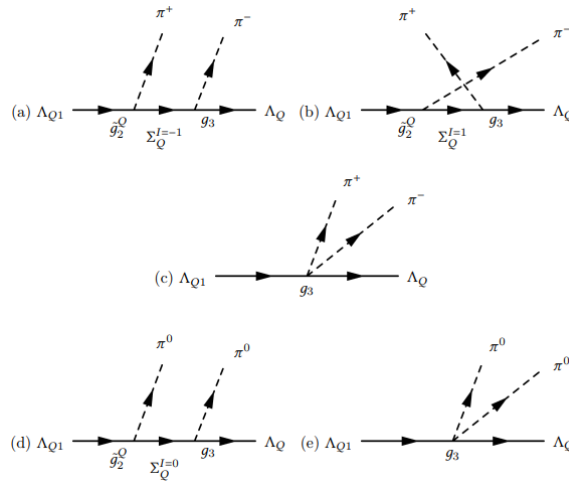


図 2 $\Lambda_{Q1} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ に寄与するファインマン・ダイアグラム。結合定数 \tilde{g}_2^Q は $\tilde{g}_2^Q = g_2^Q + (h_1^I + ih_2) \frac{E_\pi}{f_\pi}$ と定義される。 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ にも同様のダイアグラムが描ける。

(a), (b), (d) では Σ_Q が中間状態として現れるが (c) と (e) では Λ_{Q1} と Λ_Q は直接 π 中間子に結合する。カイラルパートナー構造によって (c) と (e) における結合定数は (a), (b), (d) における $\Sigma_Q \rightarrow \Lambda_Q \pi$ の結合定数と等しいことを強調しておく。以下の議論では (a), (b), (d) を共鳴過程, (c), (e) を直接過程と呼ぶ。直接過程は Λ_{c1}^* と $\Lambda_{b1}^{(*)}$ の崩壊幅に対して重要な寄与をもつ。

図 2 から, $\Lambda_{Q1} \rightarrow \Lambda_Q \pi^+ \pi^-$ の散乱振幅は次のように計算される。

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & -\frac{g_3}{\sqrt{3}f_\pi^2}(p_2^\mu + p_3^\mu)\bar{u}(p_1, t) \left(\gamma_\mu + \frac{P_\mu}{M} \right) \gamma_5 u_1(P, s) \\ & -\frac{g_3}{\sqrt{3}f_\pi} \left\{ g_2 + (h_1^I + ih_2) \frac{E_2(p_2)}{f_\pi} \right\} S_f^{++}(q) p_3^\mu \bar{u}(p_1, t) \left(\gamma_\mu + \frac{q_\mu}{m^{++}} \right) \gamma_5 (m^{++} + \not{q}) u_1(P, s) \\ & -\frac{g_3}{\sqrt{3}f_\pi} \left\{ g_2 + (h_1^I + ih_2) \frac{E_3(p_3)}{f_\pi} \right\} S_f^0(k) p_2^\mu \bar{u}(p_1, t) \left(\gamma_\mu + \frac{k_\mu}{m^0} \right) \gamma_5 (m^0 + \not{k}) u_1(P, s) \end{aligned} \quad (105)$$

ここで P は始状態 Λ_{Q1} の運動量を指し, p_1 は Λ_Q の運動量を, p_2 と p_3 は π 中間子の運動量を指す。 k と q は中間状態 Σ_Q の運動量を表す。 S_f は中間状態 Σ_Q の伝播関数を表す。

$$S_f(k) \equiv \frac{1}{m_{\Sigma_Q}^2 - k^2 + im_{\Sigma_Q} \Gamma_{\Sigma_Q}} \quad (106)$$

ここで m_{Σ_Q} と Γ_{Σ_Q} はそれぞれ中間状態 Σ_Q の質量と崩壊幅を表す。本解析では質量と崩壊幅の値としてアイソスピン平均をとったものを用いる。同様に, $\Lambda_{Q1} \rightarrow \Lambda_Q \pi^0 \pi^0$ の散乱振幅も次のように得られる。

$$\begin{aligned} \mathcal{M} = & -\frac{g_3}{\sqrt{3}f_\pi^2}(p_2^\mu + p_3^\mu)\bar{u}(p_1, t) \left(\gamma_\mu + \frac{P_\mu}{M} \right) \gamma_5 u_1(P, s) \\ & -\frac{g_3}{\sqrt{3}f_\pi} \left\{ g_2 + (h_1^I + ih_2) \frac{E_3(p_3)}{f_\pi} \right\} S_f^+(k) p_2^\mu \bar{u}(p_1, t) \left(\gamma_\mu + \frac{k_\mu}{m^+} \right) \gamma_5 (m^+ + \not{k}) u_1(P, s) \end{aligned} \quad (107)$$

この散乱振幅から決まる崩壊幅と Λ_{c1} ($\Lambda_c(2595)$) の全崩壊幅の実験値を用いてパラメーター h_1^I と h_2 の値の関係を定める。 g_2 , g_3 と Λ_{c1} の崩壊幅の実験値のエラーを考慮した h_1^I と h_2 の値の許される領域を図 3 に示す。

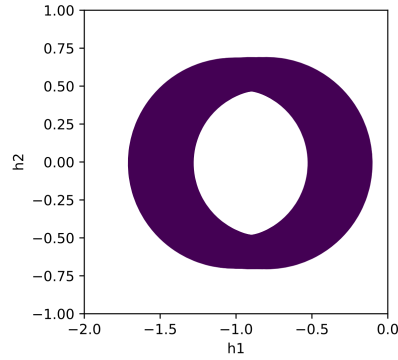


図 3 h_1^I と h_2 が許されるパラメーター領域

これらのパラメーターを用いて $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ の崩壊幅を計算する。結果は表 20 に掲載する。

表4 $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ の予想値

initial	mode	Our model [MeV]	expt. [MeV]
$\Lambda_c(2595)$	$\Lambda_c \pi^+ \pi^-$	0.562-1.09	
	$\Lambda_c \pi^0 \pi^0$	1.23-2.31	
	sum	1.82-3.36 (input)	$2.59 \pm 0.30 \pm 0.47$
$\Lambda_c(2625)$	$\Lambda_c \pi^+ \pi^-$	0.0618-0.507	
	$\Lambda_c \pi^0 \pi^0$	0.0431-0.226	
	sum	0.106-0.733	< 0.97
$\Lambda_b(5912)$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.67-4.4) \times 10^{-3}$	
	$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(1.4-6.0) \times 10^{-3}$	
	sum	$(2.1-10) \times 10^{-3}$	< 0.66
$\Lambda_b(5920)$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.75-13) \times 10^{-3}$	
	$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(2.2-12) \times 10^{-3}$	
	sum	$(3.0-25) \times 10^{-3}$	< 0.63

$\Lambda_c(2625)$ の崩壊幅の予想はクォークモデル [7, 8] の予想と整合する。 $\Lambda_b(5912)$ と $\Lambda_b(5920)$ の崩壊幅は相空間が小さいために大きく抑制される。次項で説明するように $\Lambda_b(5912)$ と $\Lambda_b(5912)$ は光子放出崩壊が π 放出崩壊を超えて大きな寄与をもつ可能性がある。

h_1^I と h_2 の値に適当なものを選んで図2にある各崩壊過程の寄与を調べる。表5に h_1^I, h_2, g_2^Q, g_3 に対して選んだ4組のパラメーターセットを示す。

表5 $\Lambda_{c1} \rightarrow \Lambda_c \pi \pi$ の実験値から決めた四つのパラメーターセット

set	g_2^c	g_2^b	g_3	h_1^I	h_2
set 1	1.30	0.980	0.688	-0.277	0
set 2	1.30	0.980	0.688	-1.45	0
set 3	1.30	0.980	0.688	-0.450	0.500
set 4	1.30	0.980	0.688	-1.00	-0.500

表5の4組のパラメーターセットそれぞれで $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi \pi$ 崩壊の中間状態の寄与について調べる。結果は表6-9に示した。

表6は $\Lambda_c(2595; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_c \pi \pi$ 崩壊の中間状態の寄与を示している。崩壊幅の半分以上は中間状態に Σ_c^+ がある図2(d)の寄与から来ている。これは $\Lambda_c(2595) \rightarrow \Sigma_c^+(2455)\pi^0$ のしきい値が充分開いているために起こる。したがって図2(c), (e)のような直接過程の寄与は小さい。一方, $\Lambda_c(2625), \Lambda_b(5912), \Lambda_b(5920)$ の崩壊における直接過程の寄与は中間状態が存在する崩壊過程の寄与と同程度ある。これは $\Sigma_Q^{(*)}\pi$ のしきい値が開いていないことに起因する。以前強調したように, 図2(c), (e)における結合定数 g_3 はカイラルパートナーの構造によって $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c \pi$ から決定される。したがって直接過程の寄与を実験で詳細に調べることがヘビークォンバリオンのカイラルパートナー構造を知る決定的な手がかりだと結論付けられる。

表6 $\Lambda_c(2595; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_c \pi \pi$ における各過程の寄与。“(c-NR)”と“(e-NR)”は図2(c)と2(e)で表される直接過程の寄与を示す。一方“(a- Σ_c^0)”,“(b- Σ_c^{++})”,“(d- Σ_c^+)”は図2(a), 2(b), 2(d)で表される共鳴過程の寄与を示す。“(b- Σ_c^{++}) & (a- Σ_c^0)”などは干渉の寄与を表す。

decay mode	intermediate states	set 1 [keV]	set 2 [keV]	set 3 [keV]	set 4 [keV]
$\Lambda_c(2595; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$	(c-NR)	4.10	4.10	4.10	4.10
	(b- Σ_c^{++})	344	408	438	302
	(a- Σ_c^0)	390	466	497	344
	(b- Σ_c^{++}) & (a- Σ_c^0)	15.7	26.4	21.5	18.2
	(c-NR) & (b- Σ_c^{++})	42.7	-49.1	36.3	-21.1
	(c-NR) & (a- Σ_c^0)	44.3	-51.5	38.1	-22.6
$\Lambda_c(2595; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \pi^0$	(e-NR)	4.85	4.85	4.85	4.85
	(d- Σ_c^+)	1.71×10^3	1.82×10^3	2.12×10^3	1.39×10^3
	(e-NR) & (d- Σ_c^+)	33.1	-41.6	63.7	-54.6
total		2.59×10^3	2.59×10^3	3.23×10^3	1.97×10^3

表7 $\Lambda_c(2625; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_c \pi \pi$ における各過程の寄与。“(c-NR)”と“(e-NR)”は図2(c)と2(e)で表される直接過程の寄与を示す。一方“(a- Σ_c^{*0})”,“(b- Σ_c^{*++})”,“(d- Σ_c^{*+})”は図2(a), 2(b), 2(d)で表される共鳴過程の寄与を示す。“(b- Σ_c^{*++}) & (a- Σ_c^{*0})”などは干渉の寄与を表す。

decay mode	intermediate states	set 1 [keV]	set 2 [keV]	set 3 [keV]	set 4 [keV]
$\Lambda_c(2625; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+ \pi^-$	(c-NR)	58.4	58.4	58.4	58.4
	(b- Σ_c^{*++})	78.2	149	113	97.8
	(a- Σ_c^{*0})	76.7	157	114	102
	(b- Σ_c^{*++}) & (a- Σ_c^{*0})	7.44	22.0	12.5	13.6
	(c-NR) & (b- Σ_c^{*++})	93.2	-135	74.8	-62.8
	(c-NR) & (a- Σ_c^{*0})	92.3	-138	74.3	-65.3
$\Lambda_c(2625; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0 \pi^0$	(e-NR)	43.0	43.0	43.0	43.0
	(d- Σ_c^{*+})	69.1	125	97.8	83.1
	(e-NR) & (d- Σ_c^{*+})	73.2	-105	60.4	-50.1
total		591	177	648	219

4.4 光子放出崩壊

この項ではヘビーバリオンの光子放出崩壊を調べる。ラグランジアンは次で与えられる。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{rad}} = & \frac{r_1}{F} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu Q_{\text{light}} S_Q^\nu + \bar{S}_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} S_Q^{\nu T} \right) F_{\mu\nu} \\
& + \frac{r_2}{F} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu Q_{\text{light}} S_Q^\nu - \bar{S}_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} S_Q^{\nu T} \right) \tilde{F}_{\mu\nu} \\
& + \frac{r_3}{F^2} \bar{\Lambda}_Q \text{tr} \left(S_Q^\mu \tau^2 M Q_{\text{light}} v^\nu - S_Q^{\mu T} \tau^2 M^\dagger Q_{\text{light}} v^\nu \right) F_{\mu\nu} + \text{h.c} \\
& + \frac{r_4}{F^2} \bar{\Lambda}_Q \text{tr} \left(S_Q^\mu \tau^2 M Q_{\text{light}} v^\nu + S_Q^{\mu T} \tau^2 M^\dagger Q_{\text{light}} v^\nu \right) \tilde{F}_{\mu\nu} + \text{h.c}
\end{aligned} \tag{108}$$

表 8 $\Lambda_b(5912; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_b \pi \pi$ における各過程の寄与。“(c-NR)”と“(e-NR)”は図 2(c)と 2(e)で表される直接過程の寄与を示す。一方“(a- Σ_b^-)”,“(b- Σ_b^+)”,“(d- Σ_b^0)”は図 2(a), 2(b), 2(d)で表される共鳴過程の寄与を示す。“(b- Σ_b^+) & (a- Σ_b^-)”などは干渉の寄与を表す。

decay mode	intermediate states	set 1 [keV]	set 2 [keV]	set 3 [keV]	set 4 [keV]
$\Lambda_b(5912; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+ \pi^-$	(c-NR)	0.61	0.61	0.61	0.61
	(b- Σ_b^+)	0.42	2.3	0.95	1.3
	(a- Σ_b^-)	0.35	1.9	0.80	1.1
	(b- Σ_b^+) & (a- Σ_b^-)	0.018	0.11	0.043	0.062
	(c-NR) & (b- Σ_b^+)	0.71	-1.7	0.47	-0.87
	(c-NR) & (a- Σ_b^-)	0.65	-1.5	0.38	-0.75
$\Lambda_b(5912; 1/2^-) \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0 \pi^0$	(e-NR)	1.40	1.40	1.40	1.40
	(d- Σ_b^0)	0.97	5.0	2.1	2.9
	(e-NR) & (d- Σ_b^0)	1.6	-3.8	1.0	-1.9
total		6.8	4.3	7.8	3.9

表 9 $\Lambda_b(5920; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_b \pi \pi$ における各過程の寄与。“(c-NR)”と“(e-NR)”は図 2(c)と 2(e)で表される直接過程の寄与を示す。一方“(a- Σ_b^{*-})”,“(b- Σ_b^{*+})”,“(d- Σ_b^{*0})”は図 2(a), 2(b), 2(d)で表される共鳴過程の寄与を示す。“(b- Σ_b^{*+}) & (a- Σ_b^{*-})”などは干渉の寄与を表す。

decay mode	intermediate states	set 1 [keV]	set 2 [keV]	set 3 [keV]	set 4 [keV]
$\Lambda_b(5920; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+ \pi^-$	(c-NR)	2.4	2.4	2.4	2.4
	(b- Σ_b^{*+})	0.87	5.2	2.1	3.0
	(a- Σ_b^{*-})	0.80	4.8	1.9	2.8
	(b- Σ_b^{*+}) & (a- Σ_b^{*-})	0.040	0.27	0.10	0.15
	(c-NR) & (b- Σ_b^{*+})	2.1	-5.1	1.3	-2.6
	(c-NR) & (a- Σ_b^{*-})	2.0	-4.9	1.1	-2.4
$\Lambda_b(5920; 3/2^-) \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0 \pi^0$	(e-NR)	3.5	3.5	3.5	3.5
	(d- Σ_b^{*0})	1.3	7.3	3.0	4.2
	(e-NR) & (d- Σ_b^{*0})	3.0	-7.2	1.9	-3.7
total		16	6.4	17	7.2

ここで $F_{\mu\nu}$ は光子場の強さを表し, $\tilde{F}_{\mu\nu}$ はそのデュアルテンソル $\tilde{F}_{\mu\nu} = (1/2)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma}F^{\rho\sigma}$ を表す。 r_i ($i = 1, \dots, 4$) は無次元の結合定数で F は次元 1 の定数を示す。本解析では [23] にならって $F = 350$ MeV という値をとる。

はじめに (135) の r_1 項にしたがうヘビークォークパートナー間の遷移を調べる。 B^* は崩壊するスピン 3/2 のヘビーバリオンを表す ($B^* = \Lambda_{Q1}^*, \Sigma_Q^*$)。 B は崩壊先のスピン 1/2 のヘビーバリオンを表す ($B = \Lambda_{Q1}, \Sigma_Q$)。光子放出崩壊は次で与えられる。

$$\Gamma_{B^* \rightarrow B \gamma} = C_{B^* B \gamma}^2 \frac{16\alpha r_1^2}{9F^2} \frac{m_B}{m_{B^*}} E_\gamma^3 \quad (109)$$

ここで α は電磁相互作用の微細構造定数で, E_γ は光子のエネルギーを表し, $C_{B^* B \gamma}$ はクレブシュ-ゴルダン

係数を示す。

$$\begin{aligned}
C_{\Sigma_c^{*++}\Sigma_c^{++}\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*+}\Sigma_b^+\gamma} = \frac{2}{3} \\
C_{\Sigma_c^{*+}\Sigma_c^+\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*0}\Sigma_b^0\gamma} = \frac{1}{6} \\
C_{\Sigma_c^{*0}\Sigma_c^0\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*-}\Sigma_b^-\gamma} = -\frac{1}{3} \\
C_{\Lambda_{c1}^{*+}\Lambda_{c1}^+\gamma} &= C_{\Lambda_b^{*0}\Lambda_b^0\gamma} = -\frac{1}{6}
\end{aligned} \tag{110}$$

これから、光子放出崩壊の各過程の分岐比が結合定数の2乗から決まる。

$$\begin{aligned}
C_{\Sigma_c^{*++}\Sigma_c^{++}\gamma}^2 : C_{\Sigma_c^{*+}\Sigma_c^+\gamma}^2 : C_{\Sigma_c^{*0}\Sigma_c^0\gamma}^2 : C_{\Lambda_{c1}^{*+}\Lambda_{c1}^+\gamma}^2 \\
= 16 : 1 : 4 : 1
\end{aligned} \tag{111}$$

表 10 に $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1}\gamma$ と $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q\gamma$ の崩壊幅の予想を他の解析の予想 [23], [24] と比較して掲載する。 $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q\gamma$ は (111) に示される分岐比と整合する。対して $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1}\gamma$ は (111) に示される比よりずっと小さい。これは Λ_{Q1}^* と Λ_{Q1} の質量差が小さいために起こる。本解析の結果は [23] と [24] の結果と整合している。

$\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1}\gamma$ と $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q\gamma$ の二つの過程が結合定数を共有することを強調する。これは $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ と $\Sigma_Q^{(*)}$ の間にカイラルパートナーを設定してはじめて起こる。したがってここで説明した光子放出崩壊の崩壊幅を調べるのが、 $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ の 2- π 放出崩壊を調べるのと同様に重要だとわかる。

表 10 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1}\gamma$ と $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q\gamma$ の予想値。単位は keV。比較のため [23] と [24] の結果を併記した。

decay mode	Predictions	[23]	[24]
	[keV]	[keV]	[keV]
$\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Sigma_c^{++}\gamma$	$12 r_1^2$...	11.6
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^+\gamma$	$0.75 r_1^2$...	0.85
$\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Sigma_c^0\gamma$	$3.1 r_1^2$...	2.92
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Lambda_{c1}^+\gamma$	$0.13 r_1^2$	$0.107c_R^2$...
$\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Sigma_b^+\gamma$	$0.42 r_1^2$...	0.60
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0\gamma$	$0.024 r_1^2$...	0.02
$\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Sigma_b^-\gamma$	$0.089 r_1^2$...	0.06
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Lambda_{b1}^0\gamma$	$0.0013 r_1^2$

次に r_2 項で説明される $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\gamma$ を調べる。崩壊幅は次のように表される。

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\Lambda_{Q1} \rightarrow \Sigma_Q \gamma} &= \frac{16\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q}}{m_{\Lambda_{Q1}}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q1} \rightarrow \Sigma_Q^* \gamma} &= \frac{8\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q^*}}{m_{\Lambda_{Q1}}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Sigma_Q \gamma} &= \frac{4r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q}}{m_{\Lambda_{Q1}^*}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Sigma_Q^* \gamma} &= \frac{20\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q^*}}{m_{\Lambda_{Q1}^*}} E_\gamma^3
\end{aligned} \tag{112}$$

表 11 に本解析の結果を [23] と比較して示す。

表 11 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Sigma_Q^{(*)} \gamma$ の予想値。単位は keV。比較のため [23] の結果を併記した。

decay mode	Predictions	[23]
	[keV]	[keV]
$\Lambda_{c1}^+ \rightarrow \Sigma_c^+ \gamma$	$250 r_2^2$	$127 c_{RS}^2$
$\Lambda_{c1}^+ \rightarrow \Sigma_c^{*+} \gamma$	$21 r_2^2$	$6 c_{RS}^2$
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Sigma_c^+ \gamma$	$120 r_2^2$	$58 c_{RS}^2$
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{*+} \gamma$	$160 r_2^2$	$54 c_{RS}^2$
$\Lambda_{b1}^0 \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	$98 r_2^2$...
$\Lambda_{b1}^0 \rightarrow \Sigma_b^{*0} \gamma$	$25 r_2^2$...
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	$31 r_2^2$...
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Sigma_b^{*0} \gamma$	$81 r_2^2$...

r_3 項は $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma$ 崩壊に寄与する。崩壊幅は次で表される。

$$\Gamma_{\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma} = \frac{8\alpha r_3^2 f_\pi^2}{27F^4} \frac{m_{\Lambda_Q}}{m_{\Lambda_{Q1}^{(*)}}} E_\gamma^3 \quad (113)$$

表 12 に今回の結果と [23] の結果を列記した。

表 12 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_Q \gamma$ の予想値。単位は keV。比較のために [23] の結果を併記した。

decay mode	Predictions	[23]
	[keV]	[keV]
$\Lambda_{c1} \rightarrow \Lambda_c \gamma$	$25 r_3^2$	$191 c_{RT}^2$
$\Lambda_{c1}^* \rightarrow \Lambda_c \gamma$	$35 r_3^2$	$253 c_{RT}^2$
$\Lambda_{b1} \rightarrow \Lambda_b \gamma$	$27 r_3^2$...
$\Lambda_{b1}^* \rightarrow \Lambda_b \gamma$	$29 r_3^2$...

$\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma$ の崩壊幅は r_4 項で与えられる。

$$\Gamma_{\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma} = \frac{8\alpha r_4^2 f_\pi^2}{3F^4} \frac{m_{\Lambda_Q}}{m_{\Sigma_Q^{(*)}}} E_\gamma^3 \quad (114)$$

予想値は表 13 に示す。

表 13 $\Sigma_Q^* \rightarrow \Lambda_Q \gamma$ の予想値。単位は keV。比較のため [24] の結果を併記した。

decay mode	Predictions	[24]
	[keV]	[keV]
$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \gamma$	$43 r_4^2$	164
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \gamma$	$110 r_4^2$	893
$\Sigma_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	$74 r_4^2$	288
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	$99 r_4^2$	435

4.5 第4章まとめ

本章では $\Lambda_{Q1} = \{\Lambda_c(2595, J^P = 1/2^-), \Lambda_b(5912, 1/2^-)\}$ と $\Lambda_{Q1}^* = \{\Lambda_c^*(2625, 3/2^-), \Lambda_b^*(5920, 3/2^-)\}$ を $\Sigma_Q = \{\Sigma_c(2455, 1/2^+), \Sigma_b(1/2^+)\}$ と $\Sigma_Q^* = \{\Sigma_c^*(2520, 3/2^+), \Sigma_b^*(3/2^+)\}$ それぞれのカイラルパートナーと仮定してカイラル対称性とヘビークォーク対称性に基づいてハドロン有効模型を構築した。模型のパラメーターは $\Sigma_c(2455, 1/2^+)$, $\Sigma_c^*(2520, 3/2^+)$, $\Lambda_c(2595, 1/2^-)$ の質量と崩壊幅の実験値から決めた。そして $\Lambda_c^*(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ の崩壊幅を調べた。図 2(c), (e) で表される $\Sigma_c^{(*)}$ の崩壊から結合定数が決まる直接過程の寄与がカイラルパートナー構造を反映する。しかし $\Lambda_c(2595)$ の崩壊では $\Lambda_c(2595) \rightarrow \Sigma_c^+(2455)\pi^0$ のしきい値が開いているため、図 2(d) で表されるような $\Sigma_c(2455)$ を中間状態としてもつ過程が支配的となる。一方、直接過程の寄与は $\Sigma_Q\pi$ のしきい値が開いていない $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ で無視できない寄与をもつ。本章及び副論文 [1] で決定した直接過程の寄与を取り入れ、 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_Q\pi\pi$ 崩壊過程をダリツプロットを用いて解析した研究 [22] によると、 $\Lambda_c(2595)$ では直接過程の寄与は小さいが、 $\Lambda_c(2625)$ では大きい。これは本解析と矛盾ない。さらに [22] では放出される π 中間子の角度相関を調べ、 $\Lambda_c(2625)$ では解析における直接過程の有無で違いが出ることが示されている。角度相関を実験で測定することにより、直接過程の寄与を調べることができることを示している。将来的に $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ における直接過程が測定されることで本解析のカイラルパートナー構造の妥当性が検証されると期待する。

本章ではまた、 $\Sigma_Q^{(*)}$ と $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ の光子放出崩壊を (135) のラグランジアンにしたがって解析した。カイラルパートナーの関係を課すことで $\Sigma_Q^* \rightarrow \Sigma_Q\gamma$ と $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_{Q1}\gamma$ は結合定数を共有する。したがってこの二つの過程を実験的に比較することもカイラルパートナー構造の確認となる。

表 30 に本解析におけるヘビーバリオンの崩壊幅の予想をまとめて掲載した。これらの予想と実験値の比較がヘビーバリオンのカイラルパートナーの構造理解に有用だと期待する。 $\Lambda_{b1}(5912)$ と $\Lambda_{b1}^*(5920)$ は崩壊の位相空間が小さいため、光子放出崩壊が支配的になる可能性を強調しておく。カイラルパートナーが反映された光子放出崩壊はボトムバリオンの観測が容易となる可能性がある。

本解析では $\Lambda_{Q1} \rightarrow \Lambda_Q\pi\pi$ において中間状態として Σ_Q^* をもつような D 波崩壊はヘビークォーク対称性を破るため考慮していない。このような崩壊は S 波崩壊に比べて大きく抑制されると予想する。同様に、 $\Lambda_{Q1}^* \rightarrow \Lambda_Q\pi\pi$ における中間状態に Σ_Q をもつ過程も、その寄与は限定的と思われる。

表 14 ヘビーバリオンの崩壊幅の予想値

ヘビーバリオン	J^P	decay modes	Our model [MeV]	exp. [MeV]
Σ_c^{++}	$1/2^+$	$\Lambda_c \pi^+$	$1.96^{+0.07}_{-0.14}$	$1.89^{+0.09}_{-0.18}$
Σ_c^+	$1/2^+$	$\Lambda_c \pi^0$	$2.28^{+0.09}_{-0.17}$	< 4.6
		$\Lambda_c \gamma$	$0.043 r_4^2$	
Σ_c^0	$1/2^+$	$\Lambda_c \pi^-$	$1.94^{+0.07}_{-0.14}$	$1.83^{+0.11}_{-0.19}$
Σ_c^{*++}	$3/2^+$	$\Lambda_c \pi^+$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$14.78^{+0.30}_{-0.40}$
		$\Sigma_c^{++} \gamma$	$0.012 r_1^2$	
Σ_c^{*+}	$3/2^+$	$\Lambda_c \pi^0$	$15.3^{+0.6}_{-1.1}$	< 17
		$\Sigma_c^+ \gamma$	$0.75 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_c \gamma$	$0.11 r_4^2$	
Σ_c^{*0}	$3/2^+$	$\Lambda_c \pi^-$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$15.3^{+0.4}_{-0.5}$
		$\Sigma_c^0 \gamma$	$3.1 r_1^2 \times 10^{-3}$	
Λ_{c1}	$1/2^-$	$\Lambda_c \pi^+ \pi^-$	0.562-1.09	$2.59 \pm 0.30 \pm 0.47$
		$\Lambda_c \pi^0 \pi^0$	1.23-2.31	
		$\Sigma_c^+ \gamma$	$0.25 r_2^2$	
		$\Sigma_c^{*+} \gamma$	$0.021 r_2^2$	
		$\Lambda_c \gamma$	$0.025 r_3^2$	
Λ_{c1}^*	$3/2^-$	$\Lambda_c \pi^+ \pi^-$	0.0618-0.507	< 0.97
		$\Lambda_c \pi^0 \pi^0$	0.0431-0.226	
		$\Lambda_{c1} \gamma$	$0.13 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Sigma_c^+ \gamma$	$0.12 r_2^2$	
		$\Lambda_c \gamma$	$0.035 r_3^2$	
Σ_b^+	$1/2^+$	$\Lambda_b \pi^+$	$6.14^{+0.23}_{-0.45}$	$9.7^{+3.8}_{-2.8} +1.2_{-1.1}$
Σ_b^0	$1/2^+$	$\Lambda_b \pi^0$	$7.27^{+0.27}_{-0.53}$...
		$\Lambda_b^0 \gamma$	$0.074 r_4^2$	
Σ_b^-	$1/2^+$	$\Lambda_b \pi^-$	$7.02^{+0.27}_{-0.51}$	$4.9^{+3.1}_{-2.1} \pm 1.1$
Σ_b^{*+}	$3/2^+$	$\Lambda_b^0 \pi^+$	$11.0^{+0.4}_{-0.8}$	$11.5^{+2.7}_{-2.2} +1.0_{-1.5}$
		$\Sigma_b^+ \gamma$	$0.42 r_1^2 \times 10^{-3}$	
Σ_b^{*0}	$3/2^+$	$\Lambda_b \pi^0$	$12.3^{+0.5}_{-0.9}$...
		$\Sigma_b^+ \gamma$	$0.024 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_b \gamma$	$0.074 r_4^2$	
Σ_b^{*-}	$3/2^+$	$\Lambda_b \pi^-$	$11.9^{+0.4}_{-0.9}$	$7.5^{+2.2}_{-1.8} +0.9_{-1.4}$
		$\Sigma_b^- \gamma$	$0.089 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_b \gamma$	$0.099 r_4^2$	
Λ_{b1}	$1/2^-$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.67-4.4) \times 10^{-3}$	< 0.66
		$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(1.4-6.0) \times 10^{-3}$	
		$\Sigma_b^0 \gamma$	$0.098 r_2^2$	
		$\Sigma_b^{*0} \gamma$	$0.025 r_2^2$	
		$\Lambda_b \gamma$	$0.027 r_3^2$	
Λ_{b1}^*	$3/2^-$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.75-13) \times 10^{-3}$	< 0.63
		$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(2.2-12) \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_{b1} \gamma$	$0.0013 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Sigma_b^0 \gamma$	$0.031 r_2^2$	
		$\Lambda_b \gamma$	$0.029 r_3^2$	

5 ストレンジクォークを含むスピン 1 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析

この章ではカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性に基づいてスピン 1 ダイクォークを内包するヘビーバリオンの有効模型を構築する。フレーバー対称性を $SU(2)$ から $SU(3)$ に拡張することでストレンジネスをもつ Ξ_Q , Ξ'_Q , Ω_Q を模型に含め、質量と崩壊幅を解析することが可能となる。

第 4 章で示したフレーバー 3 表現と 1 表現の間に成り立ったカイラルパートナーの構造が、 $SU(3)$ に拡張することで 6 表現と $\bar{3}$ 表現の間に成り立つ。 $\bar{3}$ 表現には新しく負パリティの Ξ_Q が含まれ、この状態の質量と崩壊幅の解析が本章での中心的話題となる。6 表現には強い相互作用による崩壊を起こさない Ω_Q があり、その光子放出崩壊はカイラルパートナーの構造を反映する。

5.1 ラグランジアン

ここではカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性とヘビークォーク対称性に基づいてスピン 1 ダイクォークを内包するヘビーバリオンの有効模型を構築する。

スカラー/擬スカラー中間子の 3×3 行列 M をカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性における $(\bar{3}, 3)$ 表現に属する場として定義する。 M のカイラル変換とパリティ変換は次式で与えられる。

$$M \xrightarrow{Ch} U_L M U_R^\dagger \quad (115)$$

$$M \xrightarrow{P} M^\dagger \quad (116)$$

今回導入する模型では M が次のような真空期待値をもつことによってカイラル対称性が自発的に破れる。

$$\langle M \rangle = \begin{pmatrix} f_\pi & 0 & 0 \\ 0 & f_\pi & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_s \end{pmatrix} \quad (117)$$

ここで f_π はパイ中間子崩壊定数で σ_s は $\sigma_s = 2f_K - f_\pi$ で表される。 f_K は K 中間子崩壊定数を示す (f_π として $f_\pi = 92.4$ MeV を、 f_K に $f_K = 1.197f_\pi$ を用いる)。ヘビーバリオンの π 放出崩壊を扱うために M を次のように書き換える。

$$M = \xi \begin{pmatrix} f_\pi & 0 & 0 \\ 0 & f_\pi & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_s \end{pmatrix} \xi \quad (118)$$

ここで ξ は次で与える。

$$\xi = e^{i\pi/f_\pi} \quad (119)$$

π は π 中間子を含む 3×3 行列を表す。

$$\pi = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} \pi^0 & \sqrt{2}\pi^+ & 0 \\ \sqrt{2}\pi^- & -\pi^0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (120)$$

これまでで定義したヘビーバリオンと中間子の場を用いてカイラル対称性とヘビークォーク対称性をもつラグランジアンを構成する。前節での議論と同様に、中間子場 M の二次までをラグランジアンに含め、微分の

二次以上は高次として無視する。可能なラグランジアンは次のように書ける。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_Q &= -\text{tr}\bar{S}_Q^\mu(v \cdot iD - \Delta)S_{Q\mu} + \bar{S}_{QLL}(v \cdot iD)S_{QLL} + \bar{S}_{QRR}(v \cdot iD)S_{QRR} \\
&+ \frac{g_1}{2f_\pi}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger MS_{Q\mu} + \bar{S}_{Q\mu}^T MM^\dagger S_Q^{\mu T}\right) \\
&- \frac{g_2}{2f_\pi}\text{tr}\bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T - \frac{g_2^v}{2m_{\Lambda_Q}}\text{tr}\bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T \\
&+ \frac{\kappa_1}{4f_\pi}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger MS_{Q\mu} + \bar{S}_Q^\mu M^\dagger MS_{Q\mu} + \bar{S}_{Q\mu}^T MM^\dagger S_Q^{\mu T} + \bar{S}_{Q\mu}^T MM^\dagger S_Q^{\mu T}\right) \\
&- \frac{\kappa_2}{2f_\pi}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T + \bar{S}_Q^\mu M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T\right) \\
&- i\frac{h_1^I - ih_1^R}{4f_\pi^2}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu M^\dagger v \cdot \partial MS_{Q\mu} + \bar{S}_Q^{\mu T} Mv \cdot \partial M^\dagger S_{Q\mu}^T\right) \\
&- i\frac{-h_1^I - ih_1^R}{4f_\pi^2}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu v \cdot \partial M^\dagger MS_{Q\mu} + \bar{S}_Q^{\mu T} v \cdot \partial MM^\dagger S_{Q\mu}^T\right) \\
&+ \frac{h_2}{2f_\pi^2}\text{tr}\left(\bar{S}_Q^\mu v \cdot \partial M^\dagger S_{Q\mu}^T M^T + \bar{S}_Q^{\mu T} v \cdot \partial MS_{Q\mu} M^*\right) \\
&= -\frac{g_3}{2f_\pi}\epsilon_{ijk}\left(\bar{S}_{L,i}\partial_\mu M_{jl}S_k^\mu + \bar{S}_{R,i}\partial_\mu M_{jl}^{\dagger T}S_k^{\mu T}\right) + \text{H.c.} \tag{121}
\end{aligned}$$

m_{Λ_Q} ($Q = c, b$) は Λ_c と Λ_b の質量を、 Δ は S^μ と $S_{R/L}$ とのカイラル不変質量の差を表す。 g_i ($i = 1, 2, 3$), g_2^v , κ_i ($i = 1, 2$), h_1^I , h_1^R , h_2 は無次元の結合定数を示す。 g_2^v 項はチャームバリオンとボトムバリオンの質量分布の差を説明するヘビークォークフレーバー対称性の破れとして導入される。 g_1 項にも同様に破れの項を追加することができるが、これは Δ の定義に吸収される。 g_2^v 項以外のヘビークォークフレーバー対称性の破れは小さいと仮定する。 $B^{6*} \rightarrow B^6\pi$ のしきい値は閉じているため、関係する項はラグランジアンに含めていない。

5.2 ヘビーバリオンの質量と $1-\pi$ 放出崩壊

この項では g_2 , g_2^v , κ_2 の値を対応するヘビーバリオンの質量から、 g_3 の値を $\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c\pi$ の崩壊幅から決める。そこからフレーバー 6 表現に属するヘビーバリオンの $1-\pi$ 放出崩壊の崩壊幅を予測する。

カイラル対称性が自発的に破れると、中間子場 M は (117) の真空期待値を取る。このとき模型中のヘビーバリオンの質量が次のように得られる。

$$M(\Sigma_Q) = M_{\Lambda_Q} + \Delta + g_1 f_\pi - \frac{g_2^Q}{2} f_\pi + \bar{\kappa}_1 - \bar{\kappa}_2 \tag{122}$$

$$M(\Xi'_Q) = M_{\Lambda_Q} + \Delta + g_1 \frac{f_\pi^2 + \sigma_s^2}{2f_\pi} - \frac{g_2^Q}{2} \sigma_s + \bar{\kappa}_1 \frac{f_\pi + \sigma_s \frac{m_s}{\bar{m}}}{2f_\pi} - \bar{\kappa}_2 \frac{f_\pi \frac{m_s}{\bar{m}} + \sigma_s}{2f_\pi} \tag{123}$$

$$M(\Omega_Q) = M_{\Lambda_Q} + \Delta + g_1 \frac{\sigma_s^2}{f_\pi} - \frac{g_2^Q}{2} \frac{\sigma_s^2}{f_\pi} + \bar{\kappa}_1 \frac{m_s \sigma_s}{\bar{m} f_\pi} - \bar{\kappa}_2 \frac{m_s \sigma_s}{\bar{m} f_\pi} \tag{124}$$

$$M(\Lambda_{Q1}) = M_{\Lambda_Q} + \Delta + g_1 f_\pi + \frac{g_2^Q}{2} f_\pi + \bar{\kappa}_1 + \bar{\kappa}_2 \tag{125}$$

$$M(\Xi_{Q1}) = M_{\Lambda_Q} + \Delta + g_1 \frac{f_\pi^2 + \sigma_s^2}{2f_\pi} + \frac{g_2^Q}{2} \sigma_s + \bar{\kappa}_1 \frac{f_\pi + \sigma_s \frac{m_s}{\bar{m}}}{2f_\pi} + \bar{\kappa}_2 \frac{f_\pi \frac{m_s}{\bar{m}} + \sigma_s}{2f_\pi} \tag{126}$$

ここで $\bar{\kappa}_i = \kappa_i \bar{m}$ で、 g_2^Q は次式で定義される。

$$g_2^Q = g_2 + g_2^v \frac{f_\pi}{m_{\Lambda_Q}} \tag{127}$$

s クォークの質量 m_s と u, d クォークの質量 \bar{m} の比を、 π 中間子と K 中間子の質量比から $m_s/\bar{m} = 25.9$ と得る。ここで以下の関係を使った。

$$\frac{m_K^2}{m_\pi^2} = \frac{m_s + \bar{m}}{2\bar{m}} \tag{128}$$

ここでの計算ではフレーバー 3 表現の物理状態として以下のものを選ぶ。

$$\begin{aligned}(\Lambda_{c1}, \Lambda_{c1}^*) &= (\Lambda_c(2595; J^P = 1/2^-), \Lambda_c(2625; 3/2^-)) \\(\Xi_{c1}, \Xi_{c1}^*) &= (\Xi_c(2790; J^P = 1/2^-), \Lambda_c(2815; 3/2^-))\end{aligned}\tag{129}$$

これらのカイラルパートナー状態として以下の物理状態を仮定する。

$$\begin{aligned}(\Sigma_c, \Sigma_c^*) &= (\Sigma_c(2455; 1/2^+), \Sigma_c(2520; 3/2^+)) \\(\Xi'_c, \Xi_c^*) &= (\Xi'_c(1/2^+), \Xi'_c(3/2^+)) \\(\Omega_c, \Omega_c^*) &= (\Omega_c(1/2^+), \Omega_c(2770; 3/2^+))\end{aligned}\tag{130}$$

ボトムバリオンの場合は 3 表現として以下のものを選ぶ。

$$\begin{aligned}(\Lambda_{b1}, \Lambda_{b1}^*) &= (\Lambda_c(5912; J^P = 1/2^-), \Lambda_c(5920; 3/2^-)) \\(\Xi_{b1}, \Xi_{b1}^*) &= (\Xi_b(1/2^-), \Xi_b(3/2^-))\end{aligned}\tag{131}$$

6 表現は次の状態を含む。

$$\begin{aligned}(\Sigma_b, \Sigma_b^*) &= (\Sigma_b(1/2^+), \Sigma_b(3/2^+)) \\(\Xi'_b, \Xi_b^*) &= (\Xi'_b(5935; 1/2^+), \Xi_c(5945, 5955; 3/2^+)) \\(\Omega_b, \Omega_b^*) &= (\Omega_b(1/2^+), \Omega_b(3/2^+))\end{aligned}\tag{132}$$

上記状態の [42] に記載されている全崩壊幅を図 15 に掲載する。

表 15 ヘビーバリオンの質量と崩壊幅の実験値

particle	J^P	mass[MeV]	full width[MeV]
Λ_c	$1/2^+$	2286.46 ± 0.14	no strong decays
Ξ_c^+	$1/2^+$	2467.87 ± 0.30	no strong decays
Ξ_c^0	$1/2^+$	$2470.87^{+0.28}_{-0.31}$	no strong decays
$\Sigma_c^{++}(2455)$	$1/2^+$	2453.97 ± 0.14	$1.89^{+0.09}_{-0.18}$
$\Sigma_c^+(2455)$	$1/2^+$	2452.9 ± 0.4	< 4.6
$\Sigma_c^0(2455)$	$1/2^+$	2453.75 ± 0.14	$1.83^{+0.11}_{-0.19}$
$\Sigma_c^{++}(2520)$	$3/2^+$	$2518.41^{+0.21}_{-0.19}$	$14.78^{+0.30}_{-0.40}$
$\Sigma_c^+(2520)$	$3/2^+$	2517.5 ± 1.3	< 17
$\Sigma_c^0(2520)$	$3/2^+$	2518.48 ± 0.20	$15.3^{+0.4}_{-0.5}$
$\Xi_c'^+$	$1/2^+$	2577.4 ± 1.2	no strong decays
$\Xi_c'^0$	$1/2^+$	2578.8 ± 0.5	no strong decays
$\Xi_c^+(2645)$	$3/2^+$	2645.53 ± 0.31	2.14 ± 0.19
$\Xi_c^0(2645)$	$3/2^+$	2646.32 ± 0.31	$2.35 \pm 0.18 \pm 0.13$
Ω_c	$1/2^+$	2695.2 ± 1.7	no strong decays
$\Omega_c(2770)$	$3/2^+$	2765.9 ± 2.0	no strong decays
$\Lambda_c(2595)$	$1/2^-$	2595.25 ± 0.28	$2.59 \pm 0.30 \pm 0.47$
$\Lambda_c(2625)$	$3/2^-$	2628.11 ± 0.19	< 0.97
$\Xi_c^+(2790)$	$1/2^-$	2792.0 ± 0.5	$8.9 \pm 0.6 \pm 0.8$
$\Xi_c^0(2790)$	$1/2^-$	2792.8 ± 1.2	$10.0 \pm 0.7 \pm 0.8$
$\Xi_c^+(2815)$	$3/2^-$	2816.67 ± 0.31	$2.43 \pm 0.20 \pm 0.17$
$\Xi_c^0(2815)$	$3/2^-$	2820.22 ± 0.32	$2.54 \pm 0.18 \pm 0.14$
Λ_b	$1/2^+$	5619.58 ± 0.17	no strong decays
Ξ_b^0	$1/2^+$	5791.9 ± 0.5	no strong decays
Ξ_b^-	$1/2^+$	5794.5 ± 1.4	no strong decays
Σ_b^+	$1/2^+$	$5811.3^{+0.9}_{-0.8} \pm 1.7$	$9.7^{+3.8}_{-2.8} \pm 1.2$
Σ_b^0	$1/2^+$
Σ_b^-	$1/2^+$	$5815.5^{+0.6}_{-0.5} \pm 1.7$	$4.9^{+3.1}_{-2.1} \pm 1.1$
Σ_b^{*+}	$3/2^+$	$5832.1 \pm 0.7 \pm 1.7$	$11.5^{+2.7}_{-2.2} \pm 1.0$
Σ_b^{*0}	$3/2^+$
Σ_b^{*-}	$3/2^+$	$5835.1 \pm 0.6 \pm 1.7$	$7.5^{+2.2}_{-1.8} \pm 0.9$
$\Xi_b'^0$	$1/2^+$
$\Xi_b'^-(5935)$	$1/2^+$	$5935.02 \pm 0.02 \pm 0.05$	< 0.08
$\Xi_b^0(5945)$	$3/2^+$	5949.8 ± 1.4	$0.90 \pm 0.16 \pm 0.08$
$\Xi_b^-(5955)$	$3/2^+$	$5955.33 \pm 0.12 \pm 0.05$	$1.65 \pm 0.31 \pm 0.10$
Ω_b	$1/2^+$	6046.1 ± 1.7	no strong decays
Ω_b^*	$3/2^+$
$\Lambda_b(5912)$	$1/2^-$	$5912.18 \pm 0.13 \pm 0.17$	< 0.66
$\Lambda_b(5920)$	$3/2^-$	5919.90 ± 0.19	< 0.63
Ξ_{b1}^0	$1/2^-$
Ξ_{b1}^-	$1/2^-$
Ξ_{b1}^0	$3/2^-$
Ξ_{b1}^-	$3/2^-$

ここで Δ , g_1 , κ_1 を独立に決めることができない代わりに次のパラメーターを導入する。

$$\begin{aligned}
\bar{\Delta} &= \Delta + g_1 f_\pi + \bar{\kappa}_1 \\
\Delta_s &= \Delta + g_1 \frac{f_\pi^2 + \sigma_s^2}{2f_\pi} + \bar{\kappa}_1 \frac{f_\pi + \sigma_s \frac{m_s}{\bar{m}}}{2f_\pi} \\
\Delta_\Omega &= \Delta + g_1 \frac{\sigma_s^2}{f_\pi} + \bar{\kappa}_1 \frac{m_s \sigma_s}{\bar{m} f_\pi}
\end{aligned} \tag{133}$$

これらを用いて質量公式を次のように書き換える。

$$\begin{aligned}
M(\Sigma_Q) &= M_{\Lambda_Q} + \bar{\Delta} - \frac{g_2^Q}{2} f_\pi - \bar{\kappa}_2 \\
M(\Xi'_Q) &= M_{\Lambda_Q} + \Delta_s - \frac{g_2^Q}{2} \sigma_s - \bar{\kappa}_2 \frac{f_\pi \frac{m_s}{\bar{m}} + \sigma_s}{2f_\pi} \\
M(\Omega_Q) &= M_{\Lambda_Q} + \Delta_\Omega - \frac{g_2^Q}{2} \frac{\sigma_s^2}{f_\pi} - \bar{\kappa}_2 \frac{m_s \sigma_s}{\bar{m} f_\pi} \\
M(\Lambda_{Q1}) &= M_{\Lambda_Q} + \bar{\Delta} + \frac{g_2^Q}{2} f_\pi + \bar{\kappa}_2 \\
M(\Xi_{Q1}) &= M_{\Lambda_Q} + \Delta_s + \frac{g_2^Q}{2} \sigma_s + \bar{\kappa}_2 \frac{f_\pi \frac{m_s}{\bar{m}} + \sigma_s}{2f_\pi}
\end{aligned} \tag{134}$$

質量パラメーターと結合定数をチャームバリオンの実験値から決める。その際、質量のインプットとしてヘビークォーク二重項に含まれる状態の質量のスピ平均をとったものを用いる。これによってヘビークォークスピ対称性の破れを誤差として扱う。スピ平均をとった質量は表 16 に示した。

表 16 模型のパラメーター決定に用いたヘビークォークのスピ平均をとった質量と崩壊幅

input	value (MeV)
$M(\Lambda_c)$	2286.46
$M\left(\Sigma_c^{(*)}\right)$	$2496.6^{+21.5}_{-43.6}$
$M\left(\Xi_c^{(*)}\right)$	$2623.3^{+22.6}_{-45.2}$
$M\left(\Omega_c^{(*)}\right)$	$2742.3^{+23.6}_{-47.1}$
$M\left(\Lambda_{c1}^{(*)}\right)$	$2617.16^{+10.95}_{-21.91}$
$M\left(\Xi_{c1}^{(*)}\right)$	$2809.8^{+8.7}_{-17.4}$
$\Gamma\left(\Sigma_c^{(*)} \rightarrow \Lambda_c \pi\right)$	$10.6^{+4.9}_{-9.0}$
$M(\Lambda_b)$	5619.58
$M\left(\Lambda_{b1}^{(*)}\right) - M\left(\Sigma_b^{(*)}\right)$	$90.5^{+8.3}_{-4.2}$

ヘビークォークフレーバー対称性の破れを取り入れるために、 g_2^b の値をスピ平均をとった $\Lambda_{b1}^{(*)}$ と $\Sigma_b^{(*)}$ の質量差から決める。さらに模型の結合定数を決めるために、 $\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$, $\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, $\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$, $\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$ の実験値を用いる。決められたパラメーターは表 17 に示す。

表 17 模型パラメーター

parameter	value
$\bar{\Delta}$	270_{-34}^{+17} MeV
Δ_s	430_{-31}^{+16} MeV
Δ_Ω	600_{-27}^{+13} MeV
g_2^c	$1.28_{-0.11}^{+0.20}$
g_2^b	$0.980_{-0.046}^{+0.090}$
$\bar{\kappa}_2$	$0.807_{-0.23}^{+0.47}$
g_3	$0.688_{-0.025}^{+0.013}$

決まった g_3 の値を用いて $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ と $\Xi_Q^{(*)} \rightarrow \Xi_Q \pi$ の崩壊幅を計算することができる。予測を含めた結果は表 18 にある。これらの結果は実験値と矛盾がない。したがって g_3 項に対する SU(3) フレーバー対称性とヘビークォーク対称性の破れは小さいと考えられる。

表 18 本解析における $\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \pi$ の崩壊幅の予想値

decay modes	our model [MeV]	expt. [MeV]
$\Sigma_c^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	$1.96^{+0.07}_{-0.14}$	$1.89^{+0.09}_{-0.18}$
$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$	$2.28^{+0.09}_{-0.17}$	< 4.6
$\Sigma_c^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$	$1.94^{+0.07}_{-0.14}$	$1.83^{+0.11}_{-0.19}$
$\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^+$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$14.78^{+0.30}_{-0.40}$
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^0$	$15.3^{+0.6}_{-1.1}$	< 17
$\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Lambda_c^- \pi^0$	$14.7^{+0.6}_{-1.1}$	$15.3^{+0.4}_{-0.5}$
$\Sigma_b^+ \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+$	$6.14^{+0.23}_{-0.45}$	$9.7^{+3.8}_{-2.8} \text{ } ^{+1.2}_{-1.1}$
$\Sigma_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0$	$7.27^{+0.27}_{-0.53}$	\dots
$\Sigma_b^- \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$	$7.02^{+0.27}_{-0.51}$	$4.9^{+3.1}_{-2.1} \pm 1.1$
$\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^+$	$11.0^{+0.4}_{-0.8}$	$11.5^{+2.7}_{-2.2} \text{ } ^{+1.0}_{-1.5}$
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^0$	$12.3^{+0.5}_{-0.9}$	\dots
$\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Lambda_b^0 \pi^-$	$11.9^{+0.4}_{-0.9}$	$7.5^{+2.2}_{-1.8} \text{ } ^{+0.9}_{-1.4}$
$\Xi_c'^+ \rightarrow \Xi_c^+ \pi^0$	\dots	no strong decays
$\Xi_c'^+ \rightarrow \Xi_c^0 \pi^+$	\dots	no strong decays
$\Xi_c'^0 \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$	\dots	no strong decays
$\Xi_c'^0 \rightarrow \Xi_c^0 \pi^0$	\dots	no strong decays
$\Xi_c'^{*+} \rightarrow \Xi_c \pi$	$2.39^{+0.09}_{-0.17}$	2.14 ± 0.19
$\Xi_c'^{*+} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^0$	$0.953^{+0.036}_{-0.069}$	\dots
$\Xi_c'^{*+} \rightarrow \Xi_c^0 \pi^+$	$1.44^{+0.05}_{-0.10}$	\dots
$\Xi_c'^{*0} \rightarrow \Xi_c \pi$	$2.57^{+0.10}_{-0.19}$	$2.35 \pm 0.18 \pm 0.13$
$\Xi_c'^{*0} \rightarrow \Xi_c^0 \pi^0$	$0.873^{+0.033}_{-0.063}$	\dots
$\Xi_c'^{*0} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^-$	$1.70^{+0.06}_{-0.12}$	\dots
$\Xi_b'^0 \rightarrow \Xi_b \pi$	$0.0806^{+0.0030}_{-0.0059}$	\dots
$\Xi_b'^0 \rightarrow \Xi_b^0 \pi^0$	$0.0746^{+0.0028}_{-0.0054}$	\dots
$\Xi_b'^0 \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$	$0.00601^{+0.00023}_{-0.00044}$	\dots
$\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b \pi$	$0.0853^{+0.0032}_{-0.0062}$	< 0.08
$\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^- \pi^0$	$0.0413^{+0.0016}_{-0.0030}$	\dots
$\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^0 \pi^-$	$0.0440^{+0.0017}_{-0.0032}$	\dots
$\Xi_b'^{*0} \rightarrow \Xi_b \pi$	$0.813^{+0.031}_{-0.059}$	$0.90 \pm 0.16 \pm 0.08$
$\Xi_b'^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \pi^0$	$0.378^{+0.014}_{-0.027}$	\dots
$\Xi_b'^{*0} \rightarrow \Xi_b^- \pi^+$	$0.435^{+0.016}_{-0.032}$	\dots
$\Xi_b'^{-*} \rightarrow \Xi_b \pi$	$1.30^{+0.05}_{-0.09}$	$1.65 \pm 0.31 \pm 0.10$
$\Xi_b'^{-*} \rightarrow \Xi_b^- \pi^0$	$0.459^{+0.017}_{-0.033}$	\dots
$\Xi_b'^{-*} \rightarrow \Xi_b^0 \pi^-$	$0.843^{+0.032}_{-0.061}$	\dots

同様に表 17 のパラメーターを用いてボトムバリオンの質量を計算することができる。本解析では、ヘビークォークスピン対称性を仮定しているため、スピン平均をとった質量予想を表 19 に掲載する。比較のため、[9, 10] と実験値を併記する。表 19 において [9] の予想値は単に対象の二重項に対する最大値と最小値を記載している。この表から本解析における予測が他の予測 [9, 10] と矛盾ないことがわかる。

表 19 本解析におけるボトムバリオンのスピン平均をとった質量の予想値。比較のため実験値と他の解析の結果 [9, 10] を併記した。

particle	our model	[9]	[10]	expt. (spin averaged)
$\Sigma_b^{(*)}$	5843_{-37}^{+20}	5811 – 5835	...	5826.9
$\Xi_b'^{(*)}$	5975_{-37}^{+18}	5946.7
$\Omega_b^{(*)}$	6102_{-36}^{+15}	6048 – 6086	...	6046.1 (spin-1/2)
$\Lambda_{b1}^{(*)}$	5936_{-36}^{+20}	5980 – 6000	...	5917.33
$\Xi_{b1}^{(*)}$	6124_{-34}^{+20}	6129 – 6151	6096, 6102	...

また、 $\Sigma_b^{(*)}$ 、 $\Xi_b'^{(*)}$ 、 $\Lambda_{b1}^{(*)}$ の質量の予想値が実験値のスピン平均をとったものとよく一致していることが見て取れる。 $\Omega_b^{(*)}$ は二重項のうち、スピン 1/2 の質量だけが実験的に知られている。本解析における $\Omega_b^{(*)}$ のスピン平均の予測値は実験的に知られているスピン 1/2 状態の質量より大きい、未発見のスピン 3/2 状態の質量がさらに大きく、スピン平均としての値は矛盾ないものになると期待する。 Ω_b^* と $\Xi_{b1}^{(*)}$ の質量に対する将来の実験解析が本模型のよい検証となる。[43] で発見の報告がされた $\Xi_b(6227)$ は本解析における $\Xi_{b1}^{(*)}$ のスピン平均の質量より 100MeV 程度重く、対象の状態ではないと考えられる。

5.3 負パリティヘビーバリオンの π 放出崩壊

本項ではフレーバー 3 表現に属する負パリティヘビーバリオンの崩壊 $B_Q^{\bar{3}^{(*)}}$ の崩壊を調べる。第 4 章で示したように $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ の崩壊は $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\pi$ という二体崩壊のしきい値がほとんどの場合で閉じているため、 $\Lambda_{Q1} \rightarrow \Lambda_Q\pi\pi$ という 2- π 放出崩壊が主になる。 $\Xi_{c1}^{(*)}$ の崩壊においては $\Xi_{c1}^{(*)} \rightarrow \Xi_c'^{(*)}\pi$ のしきい値が完全に開いているため、主過程は二体崩壊になる。

第 4 章では微分結合のパラメーター h_1^I と h_2 を決めるために $\Lambda_c(2595)$ の 2- π 放出崩壊の崩壊幅を用いた。

本項でのパラメーターの決定には $\Lambda_c(2595)$ に加えて $\Xi_c(2790)$ と $\Xi_c(2815)$ の崩壊幅も用いる。 $\Xi_c(2790)$ と $\Xi_c(2815)$ の崩壊幅の間にはヘビークォーク対称性の破れが存在する。この破れを正確に扱う代わりに、破れをモデルの誤差として扱うことにする。そのため h_1^I と h_2 を決めるために $\Lambda_c(2595)$ の崩壊幅と、 $\Xi_c(2790)$ と $\Xi_c(2815)$ の崩壊幅のスピン平均を用いる。図 4 における暗い紫色で示された領域は $\Lambda_c(2595)$ の崩壊幅から限定されたパラメーターを表す。ここで g_2^I と g_3 、 $\Lambda_c(2595)$ の崩壊幅の誤差はすべて考慮されている。明るい紫色の領域は $\Xi_c(2790)$ と $\Xi_c(2815)$ の崩壊幅のスピン平均をとったものをパラメーターのエラーを含めて示している。

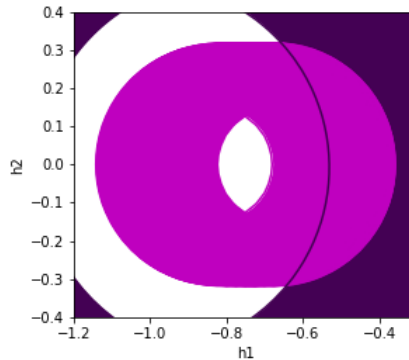


図 4 h_1^I と h_2 の許されるパラメーター領域

以下の解析では図 4 で二色が重なる部分の h_1^I と h_2 の値を負パリティヘビーバリオンの崩壊幅の予測に用いる。

表 20 に崩壊幅の計算結果を示す。比較としてクォークモデルの予想 [10, 11] も併記する。

表 20 負パリティヘビーバリオンの崩壊幅の予想値

initial	mode	Our model [MeV]	[10] [MeV]	[11] [MeV]	expt. [MeV]
$\Lambda_c(2595)$	$\Lambda_c\pi^+\pi^-$	0.562-1.09			
	$\Lambda_c\pi^0\pi^0$	1.23-2.31			
	sum	1.82-3.36 (input)	$2.59 \pm 0.30 \pm 0.47$
$\Lambda_c(2625)$	$\Lambda_c\pi^+\pi^-$	0.0618-0.507			
	$\Lambda_c\pi^0\pi^0$	0.0431-0.226			
	sum	0.106-0.733	< 0.97
$\Lambda_b(5912)$	$\Lambda_b\pi^+\pi^-$	$(0.67-4.4) \times 10^{-3}$			
	$\Lambda_b\pi^0\pi^0$	$(1.4-6.0) \times 10^{-3}$			
	sum	$(2.1-10) \times 10^{-3}$	< 0.66
$\Lambda_b(5920)$	$\Lambda_b\pi^+\pi^-$	$(0.75-13) \times 10^{-3}$			
	$\Lambda_b\pi^0\pi^0$	$(2.2-12) \times 10^{-3}$			
	sum	$(3.0-25) \times 10^{-3}$	< 0.63
$\Xi_c^+(2790)$	$\Xi_c'^+\pi^0$				
	$\Xi_c'^0\pi^+$				
	sum	input	...	3.61	$8.9 \pm 0.6 \pm 0.8$
$\Xi_c^0(2790)$	$\Xi_c'^0\pi^0$				
	$\Xi_c'^+\pi^-$				
	sum	input	...	3.61	$10.0 \pm 0.7 \pm 0.8$
$\Xi_c^+(2815)$	$\Xi_c^+(2645)\pi^0$				
	$\Xi_c^0(2645)\pi^+$				
	sum	input	...	1.80	$2.43 \pm 0.20 \pm 0.17$
$\Xi_c^0(2815)$	$\Xi_c^0(2645)\pi^0$				
	$\Xi_c^+(2645)\pi^-$				
	sum	input	...	1.80	$2.54 \pm 0.18 \pm 0.14$
Ξ_{b1}^0	$\Xi_b'^0\pi^0$	0.0140 – 5.18			
	$\Xi_b'^-\pi^+$	0.0275 – 10.1			
	sum	0.0415 – 15.3	4.2	2.84	...
Ξ_{b1}^-	$\Xi_b'^-\pi^0$	0.0140 – 5.18			
	$\Xi_b'^0\pi^-$	0.0275 – 10.1			
	sum	0.0415 – 15.3	4.2	2.84	...
Ξ_{b1}^{*0}	$\Xi_b^{*0}\pi^0$	0.109 – 4.31			
	$\Xi_b^{*-}\pi^+$	< 7.21			
	sum	0.326 – 11.5	2.9	2.88	...
Ξ_{b1}^{*-}	$\Xi_b^{*-}\pi^0$	0.109 – 4.31			
	$\Xi_b^{*0}\pi^-$	< 7.21			
	sum	0.326 – 11.5	2.9	2.88	...

$\Xi_{b1}^{(*)}$ について実験値が存在しない場合は表 19 に掲載した予測値を、誤差を含めて用いている。そのため崩壊幅の予測値は誤差をもち、示す範囲に [10, 11] の予測値も含まれている。特に表 19 に示す最小値は関係す

る崩壊のしきい値に近い値をとるから、 $\Xi_{b1}^{(*)}$ の 1- π 放出崩壊の予測の最小値はとても小さく、 $\Xi_{b1} \rightarrow \Xi_b \pi \pi$ のような 2- π 放出崩壊がメインになると考えられる。ここで 2- π 放出崩壊の可能な中間状態と各崩壊幅の結果を表 21 に示す。パラメーターとして $g_2^b = 0.980$, $\bar{\kappa}_2 = 0.807$, $g_3 = 0.688$, $h_1^I = -0.40$, $h_2 = 0$ を用い、 Ξ_{b1}^* の質量には表 19 に示した値の最小値を用いた。 Ξ_b^{*} の質量には表 15 に示したものの中央値を用いた。

表 21 ボトムバリオンの崩壊幅の予想値

initial state	decay mode	intermediate state	width [keV]
Ξ_{b1}^{*0}	$\Xi_b^0 \pi^0 \pi^0$	non-resonant	0.688
		$\Xi_b^{\prime*0}$	534
		NR & $\Xi_b^{\prime*0}$	2.97
	$\Xi_b^0 \pi^+ \pi^-$	NR	0.432
		$\Xi_b^{\prime*-}$	8.67
		NR & $\Xi_b^{\prime*-}$	2.59
	$\Xi_b^- \pi^+ \pi^0$	$\Xi_b^{\prime*0}$	2.44×10^3
		$\Xi_b^{\prime*-}$	41.1
		$\Xi_b^{\prime*0}$ & $\Xi_b^{\prime*-}$	2.06
Ξ_{b1}^{*-}	$\Xi_b^0 \pi^0 \pi^0$	NR	0.510
		$\Xi_b^{\prime*-}$	53.6
		NR & $\Xi_b^{\prime*-}$	5.02
	$\Xi_b^- \pi^+ \pi^-$	NR	0.275
		$\Xi_b^{\prime*0}$	194
		NR & $\Xi_b^{\prime*0}$	4.55
	$\Xi_b^0 \pi^- \pi^0$	$\Xi_b^{\prime*-}$	386
		$\Xi_b^{\prime*0}$	1.40×10^3
		$\Xi_b^{\prime*-}$ & $\Xi_b^{\prime*0}$	5.39

$\Lambda_b(5912)$ と $\Lambda_b(5920)$ の場合とは違って Ξ_{b1}^{*0} と Ξ_{b1}^{*-} は直接過程の寄与が支配的とならない。

5.4 光子放出崩壊

この項ではヘビーバリオンの光子放出崩壊について調べる。関係するラグランジアンは以下のように書ける。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{rad}} = & \frac{r_1}{F} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu Q_{\text{light}} S_Q^\nu + \bar{S}_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} S_Q^{\nu T} \right) F_{\mu\nu} \\
& + \frac{r_2}{F} \text{tr} \left(\bar{S}_Q^\mu Q_{\text{light}} S_Q^\nu - \bar{S}_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} S_Q^{\nu T} \right) \tilde{F}_{\mu\nu} \\
& + \frac{r_3}{F^2} \text{tr} \left(\bar{S}_{QLL} M S_Q^\mu Q_{\text{light}} v^\nu + \bar{S}_{QRR} M^\dagger S_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} v^\nu \right) F_{\mu\nu} \\
& + \text{h.c.} \\
& + \frac{r_4}{F^2} \text{tr} \left(\bar{S}_{QLL} M S_Q^\mu Q_{\text{light}} v^\nu + \bar{S}_{QRR} M^\dagger S_Q^{\mu T} Q_{\text{light}} v^\nu \right) \tilde{F}_{\mu\nu} \\
& + \text{h.c.}
\end{aligned} \tag{135}$$

各文字が表すのは第4章と同じだが念のため繰り返すと、 $F_{\mu\nu}$ は光子の場の強さで $\tilde{F}_{\mu\nu}$ はそのデュアルテンソル $\tilde{F}_{\mu\nu} = (1/2)\epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\rho\sigma}$ を示す。 r_i ($i = 1, \dots, 4$) は無次元の結合定数で、 F は次元1の定数を表す。本解析では [23] にしたがって $F = 350 \text{ MeV}$ をとる。

はじめに r_1 項で説明されるヘビークォークパートナー間の光子放出遷移について調べる。 B^* はスピン3/2の崩壊する状態を表す ($B^* = \Lambda_{Q1}^*, \Xi_{Q1}^*, \Sigma_Q^*, \Xi_Q^*, \Omega_Q^*$)。 B はスピン1/2の崩壊先の状態を表す ($\Lambda_{Q1}, \Xi_{Q1}, \Sigma_Q, \Xi_Q', \Omega_Q$)。崩壊幅は次式で与えられる。

$$\Gamma_{B^* \rightarrow B\gamma} = C_{B^*B\gamma}^2 \frac{16\alpha r_1^2}{9F^2} \frac{m_B}{m_{B^*}} E_\gamma^3 \tag{136}$$

ここで α は微細構造定数を、 E_γ は光子のエネルギーを、 $C_{B^*B\gamma}$ はクレブシュ-ゴールドン係数を表す。

$$\begin{aligned}
C_{\Sigma_c^{*++}\Sigma_c^{++}\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*+}\Sigma_b^+\gamma} = \frac{2}{3} \\
C_{\Sigma_c^{*+}\Sigma_c^+\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*0}\Sigma_b^0\gamma} = \frac{1}{6} \\
C_{\Sigma_c^{*0}\Sigma_c^0\gamma} &= C_{\Sigma_b^{*-}\Sigma_b^-\gamma} = -\frac{1}{3} \\
C_{\Xi_c^{*+}\Xi_c^+\gamma} &= C_{\Xi_b^{*0}\Xi_b^0\gamma} = \frac{1}{6} \\
C_{\Xi_c^{*0}\Xi_c^0\gamma} &= C_{\Xi_b^{*-}\Xi_b^-\gamma} = -\frac{1}{3} \\
C_{\Omega_c^{*0}\Omega_c^0\gamma} &= C_{\Omega_b^{*-}\Omega_b^-\gamma} = -\frac{1}{3} \\
C_{\Lambda_{c1}^{*+}\Lambda_{c1}^+\gamma} &= C_{\Lambda_b^{*0}\Lambda_b^0\gamma} = -\frac{1}{6} \\
C_{\Xi_{c1}^{*+}\Xi_{c1}^+\gamma} &= C_{\Xi_{b1}^{*0}\Xi_{b1}^0\gamma} = -\frac{1}{6} \\
C_{\Xi_{c1}^{*0}\Xi_{c1}^0\gamma} &= C_{\Xi_{b1}^{*-}\Xi_{b1}^-\gamma} = \frac{1}{3}
\end{aligned} \tag{137}$$

正パリティヘビーバリオン ($\Sigma_Q^*, \Xi_Q^*, \Omega_Q^*$) の光子放出崩壊と負パリティヘビーバリオン ($\Lambda_{Q1}^*, \Xi_{Q1}^*$) の崩壊がカイラルパートナーの構造を反映して一つの結合定数で決まっていることを強調する。そのためこれらの崩壊幅を調べるのがカイラルパートナー構造の実験的な検証になる。表22と23に本模型による解析結果と比較に [24, 20] の結果を示している。光子放出崩壊では [24] で議論されているカイラルループが寄与をもつかもされない。しかし本解析結果は [24] の結果と $r_1 \sim 1$ で矛盾なく、これはカイラルループの寄与が光子放出崩壊において小さいことを示唆している。一方で本結果は $r_1 \sim 0.2$ で格子QCDの結果と矛盾がないことがわかる。

Ω_Q^* は強い相互作用による崩壊を起こさず、メインの崩壊として $\Omega_Q^* \rightarrow \Omega_Q \gamma$ が考えられる。したがって実験における Ω_Q^* の崩壊から r_1 の値が決まることで他の r_1 に関する崩壊幅を見積もることができる。

表 22 チャームバリオンにおけるヘビークォークパートナー間の光子放出遷移の予想値。比較のため [24, 20] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[24] [keV]	[20] [keV]
$\Sigma_c^{*++} \rightarrow \Sigma_c^{++} \gamma$	$11.8r_1^2$	11.6	...
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Sigma_c^+ \gamma$	$0.743r_1^2$	0.85	...
$\Sigma_c^{*0} \rightarrow \Sigma_c^0 \gamma$	$2.99r_1^2$	2.92	...
$\Xi_c^{*+} \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$0.872r_1^2$	1.10	...
$\Xi_c^{*0} \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$	$3.40r_1^2$	3.83	...
$\Omega_c^{*0} \rightarrow \Omega_c^0 \gamma$	$3.90r_1^2$	4.82	0.096(14)
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Lambda_{c1}^+ \gamma$	$0.131r_1^2$
$\Xi_{c1}^{*+} \rightarrow \Xi_{c1}^+ \gamma$	$0.0432r_1^2$
$\Xi_{c1}^{*0} \rightarrow \Xi_{c1}^0 \gamma$	$0.237r_1^2$

表 23 ボトムバリオンにおけるヘビークォークパートナー間の光子放出遷移の予想値。比較のため [24] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[24] [keV]
$\Sigma_b^{*+} \rightarrow \Sigma_b^+ \gamma$	$0.420r_1^2$	0.60
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	$0.0240r_1^2$	0.05
$\Sigma_b^{*-} \rightarrow \Sigma_b^- \gamma$	$0.0879r_1^2$	0.08
$\Xi_b^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$0.00944r_1^2$...
$\Xi_b^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \gamma$	$0.0977r_1^2$...
$\Omega_b^{*-} \rightarrow \Omega_b^- \gamma$	$0.0920 - 4.07r_1^2$...
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Lambda_{b1}^0 \gamma$	$0.00135r_1^2$...
$\Xi_{b1}^{*0} \rightarrow \Xi_{b1}^0 \gamma$	$< 0.453r_1^2$...
$\Xi_{b1}^{*-} \rightarrow \Xi_{b1}^- \gamma$	$< 1.81r_1^2$...

次に r_2 項で決まる負パリティフレーバー 3 表現のヘビーバリオンと正パリティ 6 表現のヘビーバリオンの

間の遷移について調べる。崩壊幅は次式で表すことができる。

$$\begin{aligned}
\Gamma_{\Lambda_{Q_1} \rightarrow \Sigma_Q \gamma} &= \frac{16\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q}}{m_{\Lambda_{Q_1}}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q_1} \rightarrow \Sigma_Q^* \gamma} &= \frac{8\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q^*}}{m_{\Lambda_{Q_1}}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q_1}^* \rightarrow \Sigma_Q \gamma} &= \frac{4r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q}}{m_{\Lambda_{Q_1}^*}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Lambda_{Q_1}^* \rightarrow \Sigma_Q^* \gamma} &= \frac{20\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Sigma_Q^*}}{m_{\Lambda_{Q_1}^*}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Xi_{Q_1}^+ \rightarrow \Xi_Q^+ \gamma} &= \frac{16\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Xi_Q^+}}{m_{\Xi_{Q_1}^+}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Xi_{Q_1}^+ \rightarrow \Xi_Q^{*+} \gamma} &= \frac{8\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Xi_Q^{*+}}}{m_{\Xi_{Q_1}^+}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Xi_{Q_1}^{*+} \rightarrow \Xi_Q^+ \gamma} &= \frac{4r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Xi_Q^+}}{m_{\Xi_{Q_1}^{*+}}} E_\gamma^3 \\
\Gamma_{\Xi_{Q_1}^{*+} \rightarrow \Xi_Q^{*+} \gamma} &= \frac{20\alpha r_2^2}{9F^2} \frac{m_{\Xi_Q^{*+}}}{m_{\Xi_{Q_1}^{*+}}} E_\gamma^3
\end{aligned} \tag{138}$$

表 24 と 25 に解析結果を [23, 18] の結果と比較して掲載した。本解析の結果は $r_2 \sim c_{RS}/\sqrt{2}$ のとき [23] と整合し, $r_2 \sim 1/2$ のとき [18] に一致する。

表 24 チャームバリオンにおける負パリティ $\bar{3}$ 表現と正パリティ 6 表現の間の光子放出遷移の予想値。比較のため [23, 18] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[23] [keV]	[18] [keV]
$\Lambda_{c1}^+ \rightarrow \Sigma_c^+ \gamma$	$250r_2^2$	$127c_{RS}^2$	77 ± 1
$\Lambda_{c1}^+ \rightarrow \Sigma_c^{*+} \gamma$	$20.6r_2^2$	$6c_{RS}^2$	6 ± 0.1
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Sigma_c^+ \gamma$	$120r_2^2$	$58c_{RS}^2$	35 ± 0.5
$\Lambda_{c1}^{*+} \rightarrow \Sigma_c^{*+} \gamma$	$161r_2^2$	$54c_{RS}^2$	46 ± 0.6
$\Xi_{c1}^+ \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$859r_2^2$
$\Xi_{c1}^+ \rightarrow \Xi_c^{*+} \gamma$	$146r_2^2$
$\Xi_{c1}^{*+} \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$291r_2^2$
$\Xi_{c1}^{*+} \rightarrow \Xi_c^{*+} \gamma$	$568r_2^2$

表 25 ボトムバリオンにおける負パリティ $\bar{3}$ 表現と正パリティ 6 表現の間の光子放出遷移の予想値

decay mode	predicted width [keV]
$\Lambda_{b1}^0 \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	$97.9r_2^2$
$\Lambda_{b1}^0 \rightarrow \Sigma_b^{*0} \gamma$	$24.8r_2^2$
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Sigma_b^0 \gamma$	$30.6r_2^2$
$\Lambda_{b1}^{*0} \rightarrow \Sigma_b^{*0} \gamma$	$82.0r_2^2$
$\Xi_{b1}^0 \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$370 - 887r_2^2$
$\Xi_{b1}^0 \rightarrow \Xi_b^{*0} \gamma$	$138 - 358r_2^2$
$\Xi_{b1}^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$92.4 - 222r_2^2$
$\Xi_{b1}^{*0} \rightarrow \Xi_b^{*0} \gamma$	$344 - 895r_2^2$

r_3 項は負パリティフレーバー $\bar{3}$ 表現へビーバリオンと正パリティ 3 表現の間の遷移に寄与する。崩壊幅は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma} &= \frac{8\alpha r_3^2 f_\pi^2}{27F^4} \frac{m_{\Lambda_Q}}{m_{\Lambda_{Q1}^{(*)}}} E_\gamma^3 \\
 \Gamma_{\Xi_{Q1}^{(*)+} \rightarrow \Xi_Q^+ \gamma} &= \frac{8\alpha r_3^2 (f_\pi - 2\sigma_s)^2}{27F^4} \frac{m_{\Xi_Q^+}}{m_{\Xi_{Q1}^{(*)+}}} E_\gamma^3 \\
 \Gamma_{\Xi_{Q1}^{(*)0} \rightarrow \Xi_Q^0 \gamma} &= \frac{8\alpha r_3^2 (f_\pi + \sigma_s)^2}{27F^4} \frac{m_{\Xi_Q^0}}{m_{\Xi_{Q1}^{(*)0}}} E_\gamma^3
 \end{aligned} \tag{139}$$

表 26 と 27 で本解析の結果と [23, 18] の結果を掲載した。本結果は [18] の結果と食い違う部分が見られるが、これは σ_s に用いた値の違いによる。本解析では $\sigma_s = 2f_K - f_\pi$ を用い、[18] では $\sigma_s = f_\pi$ を用いている。

表 26 チャームバリオンにおける負パリティ $\bar{3}$ 表現と正パリティ $\bar{3}$ 表現の間の光子放出遷移の予想値。比較のため [23, 18] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[23] [keV]	[18] [keV]
$\Lambda_{c1} \rightarrow \Lambda_c \gamma$	$25.9r_3^2$	$191c_{RT}^s$	115 ± 1
$\Lambda_{c1}^* \rightarrow \Lambda_c \gamma$	$34.9r_3^2$	$253c_{RT}^2$	151 ± 2
$\Xi_{c1}^+ \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$98.9r_3^2$
$\Xi_{c1}^{*+} \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$121r_3^2$...	190 ± 5
$\Xi_{c1}^0 \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$	$174r_3^2$
$\Xi_{c1}^{*0} \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$	$217r_3^2$...	497 ± 14

正パリティフレーバー 6 表現と正パリティ 3 表現の間の遷移は r_4 項で書かれる。崩壊幅は次式で表される。

$$\begin{aligned}
 \Gamma_{\Sigma_Q^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q \gamma} &= \frac{8\alpha r_4^2 f_\pi^2}{3F^4} \frac{m_{\Lambda_Q}}{m_{\Sigma_Q^{(*)}}} E_\gamma^3 \\
 \Gamma_{\Xi_Q^{(*)+} \rightarrow \Xi_Q^+ \gamma} &= \frac{8\alpha r_4^2 (f_\pi + 2\sigma_s)^2}{27F^4} \frac{m_{\Xi_Q^+}}{m_{\Xi_Q^{(*)+}}} E_\gamma^3 \\
 \Gamma_{\Xi_Q^{(*)0} \rightarrow \Xi_Q^0 \gamma} &= \frac{8\alpha r_4^2 (f_\pi - \sigma_s)^2}{27F^4} \frac{m_{\Xi_Q^0}}{m_{\Xi_Q^{(*)0}}} E_\gamma^3
 \end{aligned} \tag{140}$$

表 27 ボトムバリオンにおける負パリティ $\bar{3}$ 表現と正パリティ $\bar{3}$ 表現の間の光子放出遷移の予想値

decay mode	predicted width [keV]
$\Lambda_{b1} \rightarrow \Lambda_b \gamma$	$27.2r_3^2$
$\Lambda_{b1}^* \rightarrow \Lambda_b \gamma$	$29.3r_3^2$
$\Xi_{b1}^0 \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$92.0 - 148r_3^2$
$\Xi_{b1}^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$92.0 - 148r_3^2$
$\Xi_{b1}^- \rightarrow \Xi_b^- \gamma$	$161 - 260r_3^2$
$\Xi_{b1}^{*-} \rightarrow \Xi_b^- \gamma$	$161 - 260r_3^2$

表 28 と 29 に解析結果を [24, 19] の結果とともに掲載する。本解析の結果は $r_4 \sim 0.1$ で格子 QCD の結果 [19] に整合する。カイラルループを含む [24] の結果と比較すると、ループの効果がこの崩壊に重要であることがわかる。

表 28 チャームバリオンにおける正パリティ 6 表現と正パリティ $\bar{3}$ 表現の間の光子放出遷移の予想値。比較のため [24, 19] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[24] [keV]	[19] [keV]
$\Sigma_c^+ \rightarrow \Lambda_c^+ \gamma$	$42.9r_4^2$	164	...
$\Sigma_c^{*+} \rightarrow \Lambda_c^+ \gamma$	$108r_4^2$	893	...
$\Xi_c'^+ \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$20.8r_4^2$	54.3	5.468(1.500)
$\Xi_c'^{*+} \rightarrow \Xi_c^+ \gamma$	$83.3r_4^2$	502	...
$\Xi_c^0 \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$	$0.216r_4^2$	0.02	0.002(4)
$\Xi_c'^0 \rightarrow \Xi_c^0 \gamma$	$0.870r_4^2$	0.36	...

表 29 ボトムバリオンにおける正パリティ 6 表現と正パリティ $\bar{3}$ 表現の間の光子放出遷移の予想値。比較のため [24] の結果を併記した。

decay mode	predicted width [keV]	[24] [keV]
$\Sigma_b^0 \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	$74.1r_4^2$	288
$\Sigma_b^{*0} \rightarrow \Lambda_b^0 \gamma$	$98.9r_4^2$	435
$\Xi_b'^0 \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$48.7r_4^2$...
$\Xi_b'^{*0} \rightarrow \Xi_b^0 \gamma$	$65.0r_4^2$	136
$\Xi_b'^- \rightarrow \Xi_b^- \gamma$	$0.499r_4^2$...
$\Xi_b'^{* -} \rightarrow \Xi_b^- \gamma$	$0.742r_4^2$	1.87

5.5 第 5 章まとめ

この章では負パリティフレーバー 3 表現のヘビーバリオンを正パリティ 6 表現のカイラルパートナーとして、カイラル対称性とヘビークォーク対称性に基づいたハドロン有効模型を構築し質量と崩壊幅の解析を進めた。模型のパラメーターは模型に含まれる $\Sigma_c(2455, 1/2^+)$, $\Sigma_c(2520, 3/2^+)$, $\Lambda_c(2595, 1/2^-)$, $\Xi_c(2790, 1/2^-)$, $\Xi_c(2815, 1/2^-)$ の質量と崩壊幅の実験値を用いて決めた。そして $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ 及び実験でまだ見つかっていない負パリティの $\Xi_{b1}^{(*)}$ の質量と崩壊幅に対して予想値を与えた。

前節で示したようにカイラルパートナーの構造は負パリティフレーバー 3 表現の $2-\pi$ 放出崩壊における直接過程に現れる。本章での解析では $\Xi_{b1}^{*} \rightarrow \Xi_b \pi \pi$ の $2-\pi$ 放出崩壊は $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ とは異なり共鳴過程が支配的ということがわかった。しかし [22] で行われたような Λ_{c1} と Λ_{b1} のダリツプロットによる解析が $\Xi_{Q1}^{(*)}$ についても行われれば直接過程についての情報が得られるかもしれない。 $2-\pi$ 放出崩壊の詳細な実験的検証がヘビーバリオンのカイラルパートナー構造の情報を与えるということを再度強調しておく。また、ここで $\Xi_{b1}^{(*)}$ は [43] で発見の報告がされた $\Xi_b(6227)$ ではないことに注意する。 $\Xi_b(6227)$ についてはハドロン分子状態として説明を試みる研究 [21] がある。

本解析では (135) のラグランジアンを用いて模型に含まれるヘビーバリオンの光子放出崩壊についても調べた。ここでは正パリティヘビーバリオン (Σ_Q^* , Ξ_Q^* , Ω_Q^*) の崩壊幅と負パリティヘビーバリオン (Λ_{Q1}^* , Ξ_{Q1}^*) の崩壊幅の間にカイラルパートナー構造を反映する関係があることを示した。ボトムバリオンにおける負パリティヘビーバリオンの質量が強い相互作用のしきい値を閉じるほど小さいとき、光子放出崩壊は強い相互作用による崩壊幅と同程度の寄与をもつと考えられる。負パリティボトムヘビーバリオンの崩壊幅の予想を表 30 にまとめる。

表 30 負パリティボトムバリオンの崩壊幅の予想値

ヘビーバリオン	J^P	decay modes	Our model [MeV]	exp. [MeV]
Λ_{b1}	$1/2^-$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.67-4.4) \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(1.4-6.0) \times 10^{-3}$	
		$\Sigma_b^0 \gamma$	$0.098 r_2^2$	< 0.66
		$\Sigma_b^{*0} \gamma$	$0.025 r_2^2$	
		$\Lambda_b \gamma$	$0.027 r_3^2$	
Λ_{b1}^*	$3/2^-$	$\Lambda_b \pi^+ \pi^-$	$(0.75-13) \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_b \pi^0 \pi^0$	$(2.2-12) \times 10^{-3}$	
		$\Lambda_{b1} \gamma$	$0.0013 r_1^2 \times 10^{-3}$	< 0.63
		$\Sigma_b^0 \gamma$	$0.031 r_2^2$	
		$\Sigma_b^{*0} \gamma$	$0.081 r_2^2$	
Ξ_{b1}^0	$1/2^-$	$\Xi_b' \pi$	$0.0415 - 15.3$	
		$\Xi_b'^0 \gamma$	$0.370 - 0.887 r_2^2$...
		$\Xi_b'^{*0} \gamma$	$0.138 - 0.358 r_2^2$	
		$\Xi_b^0 \gamma$	$0.0288 - 0.0464 r_3^2$	
Ξ_{b1}^-	$1/2^-$	$\Xi_b' \pi$	$0.0415 - 15.3$	
		$\Xi_b'^- \gamma$
		$\Xi_b'^{* -} \gamma$...	
		$\Xi_b^- \gamma$	$0.112 - 0.182 r_3^2$	
Ξ_{b1}^{*0}	$3/2^-$	$\Xi_b' \pi$	$0.326 - 11.5$	
		$\Xi_{b1}^0 \gamma$	$< 4.53 r_1^2 \times 10^{-4}$	
		$\Xi_b'^0 \gamma$	$0.0924 - 0.222 r_2^2$...
		$\Xi_b'^{*0} \gamma$	$0.344 - 0.895 r_2^2$	
		$\Xi_b^0 \gamma$	$0.0288 - 0.0464 r_3^2$	
Ξ_{b1}^{*-}	$3/2^-$	$\Xi_b' \pi$	$0.326 - 11.5$	
		$\Xi_{b1}^- \gamma$	$< 1.81 r_1^2 \times 10^{-3}$	
		$\Xi_b'^- \gamma$
		$\Xi_b'^{* -} \gamma$...	
		$\Xi_b^- \gamma$	$0.112 - 0.182 r_3^2$	

以上の理由から光子放出崩壊に対する実験的な検証がカイラルパートナー構造の理解に重要だと期待する。さらに $\Omega_Q^{(*)}$ の主な崩壊過程は $\Omega_Q^{(*)} \rightarrow \Omega_Q \gamma$ であることが予想されるから、この状態の全崩壊幅がカイラルパートナー構造の解明に必要な寄与をもつ。今後の実験的な観測によってカイラル対称性とヘビークォーク対称性に基づく本模型の信頼性が確認される。さらに格子 QCD の将来的な負パリティヘビーバリオンの光子放出崩壊の解析がカイラルパートナー構造への情報を与える。

6 スピン0 ダイクォークのカイラル構造に基づくヘビーバリオンの崩壊幅の解析

これ以降はスピン0 ダイクォークから構成されるヘビーバリオンを考察する。ヘビークォーク対称性に基づく、このヘビーバリオンはヘビークォーク一重項に属する。実験ですでに発見されているヘビーバリオンの中では、最も小さな質量をもつ $\Lambda_c(2286)$ がこれに該当する。ボトムバリオンでは Λ_b がもっとも質量が小さい。これらの基底状態ヘビーバリオンは正のパリティをもつ。このカイラルパートナーにあたるヘビークォーク一重項の負パリティヘビーバリオンは現在までに見つかっていない。本章ではスピン0 ダイクォークのカイラル表現に基づくモデルを構築し、未発見の負パリティヘビーバリオンの崩壊幅を解析する。なお、負パリティヘビーバリオンのラグランジアン、及び質量解析は先行研究 [27] の結果に基づく。なお、これまで Λ_Q で示したヘビーバリオンの基底状態を本章では $\Lambda_Q(1/2^+)$ で表し、カイラルパートナーを $\Lambda_Q(1/2^-)$ で表す。

6.1 ラグランジアン

カイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性とヘビークォーク対称性に基づいてスピン0 ダイクォークを内包するヘビーバリオンの有効モデルを構築する。

前節同様カイラル $(\bar{3}, 3)$ 表現に属する場として中間子場を定義する。ただし、[3, 27] にならった表記を用いる。前節までの M とは規格化が異なる。

$$\Sigma_{ij} \rightarrow U_{L,ik} \Sigma_{kl} U_{R,lj}^\dagger, \quad \Sigma_{ij} \rightarrow e^{-2i\theta} \Sigma_{ij} \quad (141)$$

これらのヘビーバリオン場と中間子場を用いてラグランジアンを構成する。指針として Σ_{ij} の二次までを模型に含む。

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & \bar{S}_{R,i} (iv^\mu \partial_\mu) S_{R,i} + \bar{S}_{L,i} (iv^\mu \partial_\mu) S_{L,i} \\ & - M_{B0} (\bar{S}_{R,i} S_{R,i} + \bar{S}_{L,i} S_{L,i}) \\ & - \frac{M_{B1}}{f} \left(\bar{S}_{R,i} \Sigma_{ij}^T S_{L,j} + \bar{S}_{L,i} \Sigma_{ij}^{T\dagger} S_{R,j} \right) \\ & - \frac{M_{B2}}{2f^2} \epsilon_{ijk} \epsilon_{lmn} \left(\bar{S}_{L,k} \Sigma_{li}^T \Sigma_{mj}^T S_{R,n} + \bar{S}_{R,k} \Sigma_{li}^{T\dagger} \Sigma_{mj}^{T\dagger} S_{L,n} \right) \end{aligned} \quad (142)$$

M_{B0} , M_{B1} , M_{B2} はモデルのパラメーターを表す。ラグランジアンの項の中で M_{B1} 項のみが $U_A(1)$ 変換の下で不変ではない。これは $U_A(1)$ アノマリーの寄与を示す。

6.2 ヘビーバリオンの質量と結合定数

フレーバー対称性の破れを [27] の処方にしたがって導入する。次のように中間子場を置き換える。

$$\Sigma \rightarrow \tilde{\Sigma} \equiv \Sigma + \text{diag} \{0, 0, (A-1)f\} \quad (143)$$

ここで A はストレンジクォーク対の真空期待値が $\langle s\bar{s} \rangle = 128$ MeV、ストレンジクォークのカレント質量が $m_s = 105$ MeV をとるように $A = 5/3$ と選ぶ。 $\tilde{\Sigma}$ の真空期待値は次式で表せる。

$$\langle \tilde{\Sigma} \rangle = f \text{diag}(1, 1, A) \quad (144)$$

以上の処方を用いてフレーバー対称性の破れを含むヘビーバリオンの質量をラグランジアンから読み取ることができる。

$$M_{1,2}^\pm = M_{B0} \mp (M_{B1} + AM_{B2}) \quad (145)$$

$$M_3^\pm = M_{B0} \mp (AM_{B1} + M_{B2}) \quad (146)$$

ここで $M_{1,2}^\pm$ は $\Xi_Q(1/2^+)$ と $\Xi_Q(1/2^-)$ の質量をそれぞれ表す。 M_3^\pm は $\Lambda_Q(1/2^+)$ と $\Lambda_Q(1/2^-)$ の質量を表す。これらの質量公式からただちに次の関係式を得る。

$$M_{1,2}^+ + M_{1,2}^- = M_3^+ + M_3^- \quad (147)$$

本解析では $\Lambda_Q(1/2^+)$ 及び $\Xi_Q(1/2^+)$ をフレーバー $\bar{3}$ 表現に属する基底状態ヘビークォーク一重項 Λ_Q, Ξ_Q とする。カイラルパートナーの $\Lambda_Q(1/2^-)$ と $\Xi_Q(1/2^-)$ に相当する状態はまだ見つかっていない。

$M_{1,2}^+$ と M_3^+ が実験値で知られている関係 $M_{1,2}^+ > M_3^+$ を満たすことを要請すれば、 $M_3^- > M_{1,2}^-$, すなわち負パリティヘビーバリオンにおいて質量の逆階層構造が存在することが示唆される。また、(145), (146) からカイラルパートナーの質量差を得る。

$$\Delta M_{1,2} = 2(M_{B1} + AM_{B2}) \quad (148)$$

$$\Delta M_3 = 2(AM_{B1} + M_{B2}) \quad (149)$$

質量の逆階層構造が存在する場合、 $\Delta M_3 > \Delta M_{1,2}$ が成り立つ。

次にカイラルパートナーに属するヘビーバリオンと擬南部・ゴールドストーンボソン (以下, pNG ボソン) の結合を調べる。まずスカラー中間子 σ_{ij} と擬スカラー中間子 π_{ij} を次のように定義する。

$$\tilde{\Sigma}_{ij} = \langle \tilde{\Sigma}_{ij} \rangle + \sigma_{ij} + i\pi_{ij} \quad (150)$$

π_{ij} は SU(3) フレーバー空間における 3×3 行列で、成分に中間子場を含む。

$$\pi_{ij} = \sqrt{2} \begin{pmatrix} \frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_1}{\sqrt{3}} & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{\pi^0}{\sqrt{2}} + \frac{\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_1}{\sqrt{3}} & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\frac{2\eta_8}{\sqrt{6}} + \frac{\eta_1}{\sqrt{3}} \end{pmatrix} \quad (151)$$

ヘビーバリオンと pNG ボソンとの結合はラグランジアン (142) における M_{B1} 項と M_{B2} 項から計算される。カイラル極限 ($A = 1$) における結合定数を $g_{\pi SP}$ と書くと、この結合定数はカイラルパートナー間の質量差 ΔM で表すことができる。

$$g_{\pi SP} = \frac{M_{B1} + M_{B2}}{f} = \frac{\Delta M}{2f} \quad (152)$$

これを拡張された Goldberger-Treiman 関係式 (以下, GT 関係式) という。本項では特に $\Lambda_Q(1/2^-)\Lambda_Q(1/2^+)\eta$ の結合に注目する。以下ではこの結合定数を g で記す。 $A > 1$ によってフレーバー対称性の破れを取り入れると、 g は下記の表式で示される。

$$g = \frac{M_{B1} + M_{B2}}{f} = \frac{\Delta M_{1,2} + \Delta M_3}{2f(A+1)} \quad (153)$$

$\Delta M_3 > \Delta M_{1,2}$ より以下の関係式が成り立つ。

$$g = \frac{\Delta M_3}{2f} \frac{\frac{\Delta M_{1,2}}{\Delta M_3} + 1}{A+1} < \frac{\Delta M_3}{2f} \quad (154)$$

つまり g は単純な質量差 ΔM_3 で書ける GT 関係式での結合定数よりも小さい。以下ではこれを結合定数の抑制と呼ぶ。これがアノマリー項によって起こることを、(149), (154) で $M_{B1} = 0$ と置いて示す。そのとき、次の結合定数を得る。

$$\bar{g} = \frac{M_{B2}}{f} = \frac{\Delta M_3}{2f} \quad (155)$$

この結合定数は (152) から予想される結合定数と形式上等しい。これは、結合定数の抑制が $U_A(1)$ アノマリーによって引き起こされることを示している。この結合定数の抑制は $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ 過程の崩壊幅で見られる。次項でこの崩壊幅について調べる。

6.3 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ 崩壊

本項ではアノマリーが $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ 過程の崩壊幅を抑制する様子を数値的に調べる。 $\Lambda_Q(1/2^-)$ と $\Lambda_Q(1/2^+)$, 及び η_8, η_1 の間の相互作用はラグランジアン (142) から次式で得られる。

$$i \frac{2}{\sqrt{3}} \left\{ \frac{M_{B1}}{f} \left(\eta_8 - \frac{1}{\sqrt{2}} \eta_1 \right) + \frac{M_{B2}}{f} \left(\eta_8 + \sqrt{2} \eta_1 \right) \right\} \cdot \bar{\Lambda}_Q(1/2^+) \Lambda_Q(1/2^-) \quad (156)$$

η_8 は SU(3) フレーバー対称性の八重項に属する状態, η_1 は一重項に属する状態を示す。現実の η は η_8 と η_1 の混合として存在することが知られている。 η_8 はカイラル対称性の自発的破れに伴って現れる pNG ボソンだから, ヘビーバリオンの結合定数は (153) で書ける。一方, η_1 の結合定数はラグランジアン (142) から次のように読み取ることができる。

$$g_{\eta_1} = \frac{M_{B1} - 2M_{B2}}{f} \quad (157)$$

η_1 は pNG ボソンではないため, これも GT 関係式で示されるものとは異なる。以下ではまず (153) の結合定数が純粋なアノマリーの寄与で抑制されることを見るために, η_8 を η とみなして崩壊幅を調べる。事実, η - η' 混合の混合角はあまり大きくない。この混合の効果はアノマリーの寄与が明らかになった後, 現実の崩壊幅との比較の際に取り入れる。(153) の M_{B1} と M_{B2} は $\Lambda_c(1/2^-)$ と $\Lambda_c(1/2^+)$, $\Xi_c(1/2^+)$ の質量が決まれば定まる。 $\Lambda_c(1/2^+)$ と $\Xi_c(1/2^+)$ は質量の実験値が存在して, それぞれ $M(\Lambda_c, 1/2^+) = 2286.46$ MeV, $M(\Xi_c, 1/2^+) = 2469.42$ MeV とわかっている。 $\Lambda_c(1/2^-)$ の質量は未確定のため, これをある範囲にとり崩壊幅を計算する。

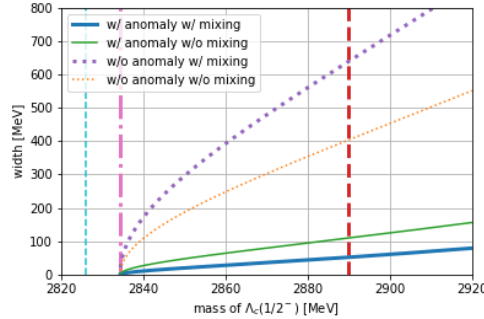


図5 $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\eta$ の崩壊幅の $\Lambda_c(1/2^-)$ 質量依存性。緑とオレンジの曲線は η - η' 混合を考慮しない場合の崩壊幅を示し, 緑はアノマリーを含む模型, オレンジは含まない模型から計算される崩壊幅を示す。青と紫の曲線は混合を考慮して計算され, 青はアノマリーを含み, 紫は含まない。赤線は [4] による $\Lambda_c(1/2^-)$ の質量予想を, シアン線は [27] による予想を示す。マゼンタ線は $\Lambda_c(1/2^+)\eta$ (~ 2834 MeV) のしきい値を示す。

$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\eta$ の崩壊幅を図5に示す。緑とオレンジの曲線は η - η' 混合の効果を取り入れていない。緑の曲線は (153) の結合定数から計算された崩壊幅を示し, これはアノマリーの寄与を含む。対してオレンジの曲線は (155) から計算されたもので, アノマリーの寄与を含まない。緑の曲線はオレンジと比べて大きく抑制されることがわかる。これが $U_A(1)$ アノマリーによる崩壊幅の抑制を表している。

次に η - η' 混合の効果を取り入れる。 η - η' 混合行列を [42] にしたがって以下のように導入する。

$$\begin{pmatrix} \eta \\ \eta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta_P & -\sin \theta_P \\ \sin \theta_P & \cos \theta_P \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \eta_8 \\ \eta_1 \end{pmatrix} \quad (158)$$

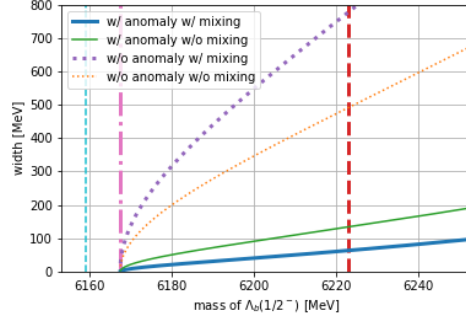


図6 $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\eta$ の崩壊幅の $\Lambda_b(1/2^-)$ 質量依存性。図中の曲線や直線は図5に対応する。

$\Lambda_Q(1/2^-)\Lambda_Q(1/2^+)\eta$ の相互作用は (156) から次のように得る。

$$i\frac{2}{\sqrt{3}}g_{\text{phys}}\bar{\Lambda}_Q(1/2^+)\Lambda_Q(1/2^-)\eta \quad (159)$$

ここで g_{phys} は次で定義される。

$$g_{\text{phys}} = \frac{\xi_1 M_{B1} + \xi_2 M_{B2}}{f} \quad (160)$$

また, ξ_1 と ξ_2 はそれぞれ $\xi_1 = \cos\theta_P + \sin\theta_P/\sqrt{2}$, $\xi_2 = \cos\theta_P - \sqrt{2}\sin\theta_P$ と定義する。 θ_P は混合角で, ここでは [42] に記載のある $\theta_P = -11.3^\circ$ という値を用いる。図5において, 青い曲線は (160) の結合定数から計算された $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\eta$ 過程の崩壊幅を示している。緑の曲線と比較すると η - η' 混合の効果で崩壊幅が約半分に抑えられていることがわかる。 $M_{B1} = 0$ とすることでアノマリーの寄与を無視すると, 混合効果を含む結合定数は次で書かれる。

$$\bar{g}_{\text{phys}} = \frac{\xi_2 M_{B2}}{f} = \xi_2 \bar{g} \quad (161)$$

$\xi_2 \sim 1.26$ だから, 上記の関係式は混合効果が崩壊幅を約 60 % 大きくすることを示唆する。図5における紫の曲線が 161 の結合定数で計算された崩壊幅を示す。オレンジの曲線に比べて確かに大きくなるが見て取れる。

以下では, これまでのチャームバリオンに対する計算をボトムバリオンに適用する。 M_{B1} と M_{B2} は図5における水平軸に対応する $\Lambda_c(1/2^-)$ の質量を定めれば一意に決まる。そのためチャームバリオンの質量関係から決めたパラメーターを用いてボトムバリオンの質量と崩壊幅を評価することができる。図6で $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\eta$ の崩壊幅を示す。図6における垂直の赤線は $M(\Lambda_c, 1/2^-) = 2890$ MeV [4] に対応して見積もった $M(\Lambda_b, 1/2^-) = 6223$ MeV という値を示す。垂直のマゼンタ線は $\Lambda_b(1/2^+)\eta$ のしきい値を示す。 η - η' 混合の場合もアノマリーがない場合で崩壊幅を増減させ, アノマリーがある場合で抑制する効果があることがわかる。また, $\Lambda_c(1/2^-)$ の崩壊幅と比べ全体的に位相空間の分, 崩壊幅が大きくなっている。

6.4 $\Lambda_Q(1/2^-)$ の他の崩壊

$\Lambda_Q(1/2^-)$ ($Q = c, b$) の質量は実験的に確定していない。この質量が $\Lambda_Q(1/2^-)\eta$ のしきい値より大きければ $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ 崩壊が支配的になると考えられる。一方で質量が [5, 27] が一部で示すように, このしきい値よりも小さな値をもてば他の崩壊過程が主な寄与をもつ。ここでは $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\pi$ (Σ_Q と Σ_Q^* はそれぞれ $\Sigma_Q(1/2^+)$ と $\Sigma_Q(3/2^+)$ を示す), $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\gamma$, $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q\pi$, $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ といった崩壊過程について調べる。

$\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\pi\pi$ の崩壊幅は、そのしきい値より $\Lambda_Q(1/2^-)$ が充分大きな質量をもつとき大きい。光子放出崩壊はハドロンの崩壊幅において一般的に小さい。 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q\pi$ はヘビークォーク対称性を破る崩壊だが、チャームバリオンでは質量が 2π 放出崩壊のしきい値近傍で支配的になると予想される。 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ 過程は、これがアイソスピンの破れに起源をもつため、強く抑制されると考えられる。

これらの崩壊過程に寄与する相互作用項は以下のように書ける。

$$\begin{aligned}
\mathcal{L}_{\text{int}} = & \\
& + \frac{k}{8f_3} \epsilon_{ijk} \left[\Sigma_{il}^T \bar{S}_{lm}^\mu (\partial_\mu \Sigma_{mn}^\dagger \Sigma_{nj} - \Sigma_{mn}^\dagger \partial_\mu \Sigma_{nj}) S_{R,k} \right] \\
& + \frac{k}{8f_3} \epsilon_{ijk} \left[\Sigma_{il}^{T\dagger} \bar{S}_{lm}^{T\mu} (\partial_\mu \Sigma_{mn} \Sigma_{nj}^\dagger - \Sigma_{mn} \partial_\mu \Sigma_{nj}^\dagger) S_{L,k} \right] \\
& + \frac{\kappa f}{2M_{\Lambda_Q}} \epsilon_{ijk} \epsilon_{\mu\nu\rho\sigma} \left(\bar{S}_{il}^\mu \Sigma_{lj}^\dagger v^\nu \sigma^{\rho\sigma} S_{L,k} - \bar{S}_{il}^{T\mu} \Sigma_{lj} v^\nu \sigma^{\rho\sigma} S_{R,k} \right) \\
& + \frac{r}{F^2} \epsilon_{ijk} \left(\bar{S}_{il}^\mu Q_{lm} \Sigma_{mj}^\dagger S_{L,k} + \bar{S}_{il}^{T\mu} Q_{lm} \Sigma_{mj} S_{R,k} \right) v^\nu F_{\mu\nu} \\
& + \text{H.c.}
\end{aligned} \tag{162}$$

$\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\pi\pi$ の結合定数は” ρ meson dominance” と”coupling universality” から $k=1$ と見積もることができる [44]-[46] が、カイラルの構造で決まるわけではない。 $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c\pi$ と $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c^{(*)}\gamma$ は結合定数が決まらない。以下の議論では結合定数の不定性を除くため、 k, κ, r は未定のまま残す。

図7で $\Lambda_c(1/2^-)$ の崩壊幅の質量依存性を示す。図8では $\Lambda_b(1/2^-)$ における同様の関係を示す。未定のパラメーターを含む崩壊幅は、崩壊幅を結合定数の2乗で割った値を示した。

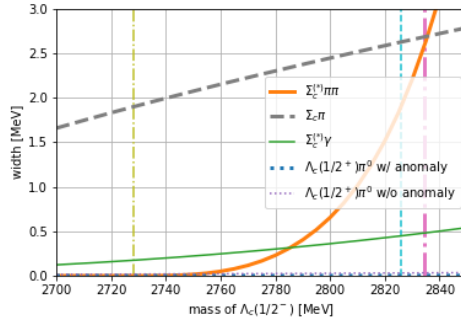


図7 $\Lambda_c(1/2^-)$ の可能な過程の崩壊幅がもつ $\Lambda_c(1/2^-)$ 質量依存性。オレンジ、グレー、緑の曲線はそれぞれ $\Gamma_{\Sigma_c^{(*)}\pi\pi}/k^2$, $\Gamma_{\Sigma_c\pi}/\kappa^2$, $\Gamma_{\Sigma_c^{(*)}\gamma}/r^2$ を表す。青の曲線は $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\pi^0$ の崩壊幅のアノマリーを含む場合、紫は含まない場合を示す。マゼンタ線とシアン線は図5のものに対応する。オリーブ線は $\Sigma_c\pi\pi$ のしきい値を示す。

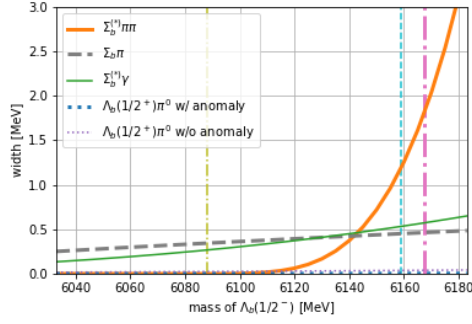


図8 $\Lambda_b(1/2^-)$ の可能な過程の崩壊幅がもつ $\Lambda_b(1/2^-)$ 質量依存性。曲線はそれぞれ図7に対応する。マゼンタ線とシアン線は図6に対応する。オリーブ線は $\Sigma_b\pi\pi$ のしきい値を示す。

図7と図8を比べると $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\pi\pi$ と $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\gamma$, $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ についてはほとんど同じ値をとることがわかる。一方でボトムバリオンはチャームバリオンよりヘビークォーク対称性がよい近似で成り立つため、 $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c\pi$ と比べて $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b\pi$ は大きく抑制される。

図7で垂直のマゼンタ線で示される $\Lambda_c(1/2^+)\eta$ のしきい値の下領域において灰色の曲線で描かれた $\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c\pi$ 過程が支配的な寄与を示す。この崩壊過程はヘビークォーク対称性を破る。図8で $\Lambda_c(1/2^+)\eta$ のしきい値の下ではオレンジの曲線で描かれた $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b^{(*)}\pi\pi$ 過程の寄与がもっとも大きい。 $\Lambda_b(1/2^-)$ の質量が垂直のオリーブ線で示される $2-\pi$ のしきい値の近くにあるとき、 $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b^{(*)}\pi\pi$ 過程は抑制され $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b\pi$ と $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b^{(*)}\gamma$ が支配的な寄与をもつ。 $\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b\pi$ はヘビークォーク対称性によって強く制限されるため、崩壊幅が光子放出崩壊のものと同程度になっている。

$\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ 崩壊はアイソスピン対称性の破れから起こる π^0 - η 混合によって生じる。その結合定数は次の表式で表される。

$$g_{\pi^0\eta} = \Delta_{\pi^0\eta} g_{\text{phys}} \quad (163)$$

ここで $\Delta_{\pi^0\eta}$ は $\Delta_{\pi^0\eta} \sim -5.32 \times 10^{-3}$ と見積もられる π^0 - η 混合のパラメーターを表す [47, 48]。同様に次の結合定数を得る。

$$\bar{g}_{\pi^0\eta} = \Delta_{\pi^0\eta} \bar{g}_{\text{phys}} \quad (164)$$

崩壊幅の予想は (163) の結合定数によるものが図7, 8の青い曲線で示される。(164) によるものが紫の曲線で示される。アイソスピン対称性がよい近似で存在するため、これらの崩壊幅はとても小さな値をとる。

6.5 $\Xi_Q(1/2^-)$ の崩壊

ここでは $\Xi_c(1/2^-)$ の質量と崩壊幅について議論する。(145) と (146) から次式を得る。

$$\begin{aligned} M(\Xi_c(1/2^-)) \\ = M(\Lambda_c(1/2^+)) + M(\Lambda_c(1/2^-)) - M(\Xi_c(1/2^+)) \end{aligned} \quad (165)$$

$\Lambda_c(1/2^-)$ の質量を決めれば $\Xi_c(1/2^-)$ の質量が決まる。 $\Xi_c(1/2^-)$ のメインモードは $\Xi_c(1/2^-) \rightarrow \Xi_c(1/2^+)\pi$ で、その結合定数はラグランジアン (142) から次のように決まる。

$$g_{\Xi_c} = \frac{M_{B1} + AM_{B2}}{f} = \frac{\Delta M_{1,2}}{2f} \quad (166)$$

これは (152) で示される拡張された GT 関係式と同じ形をしている。図9で $\Xi_c(1/2^-)$ の質量と $\Xi_c(1/2^-) \rightarrow \Xi_c(1/2^+)\pi$ の崩壊幅の関係を示す。垂直の赤線とシアン線は図5に対応して、赤線は $M(\Lambda(1/2^-)) = 2890$ MeV と (165) から決まる $M(\Xi_c(1/2^-)) = 2707$ MeV という値を示し、シアン線は $M(\Lambda(1/2^-)) = 2826$

MeV を代入して決まる $M(\Xi_c(1/2^-)) = 2643$ MeV という値を示している。 $\Xi(1/2^+)$ と $\Xi(1/2^-)$ の質量差は質量の逆階層を反映して比較的小さく、そのため崩壊の相空間と結合定数は逆階層がない場合と比べて小さい。

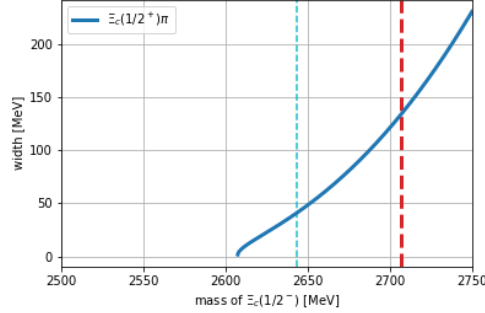


図9 $\Xi_c(1/2^-) \rightarrow \Xi_c(1/2^+)\pi$ の崩壊幅の $\Xi_c(1/2^-)$ 質量依存性。赤線は (165) に $M(\Lambda_c(1/2^-)) = 2890$ MeV [4] を用いて得られた $\Xi_c(1/2^-)$ の質量 (2707 MeV)。シアン線は $M(\Lambda_c(1/2^-)) = 2826$ MeV [27] を用いて得られた $\Xi_c(1/2^-)$ の質量 (2643 MeV)。

6.6 第6章まとめ

本章ではスピン0ダイクォークを含むヘビーバリオンの崩壊を [27] で初出のダイクォーク描像に基づくカイラル有効模型を用いて解析した。表31と32にいくつかの $\Lambda_Q(1/2^-)$ の質量予想に対する崩壊幅の予想値を示した。本解析における $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ の崩壊幅はアノマリーの効果によって大きく抑制される。一般的に広すぎる崩壊幅は実験での観測の妨げになることが多い。このアノマリーによる抑制が $\Lambda_Q(1/2^-)$ の観測を容易にする可能性がある。表31と32では他の崩壊モードについても崩壊幅の予想を示した。これらの予想は $\Lambda_Q(1/2^-)$ の質量が $\Lambda_Q(1/2^+)\eta$ のしきい値の下にある場合に状態の判別を助けると考えている。表には最後、おおよその目安として $k=1, \kappa=1, r=1$ の仮定の上で全崩壊幅の予想を示した。

$J^P = 1^\pm$ ダイクォークに対するカイラル (3, 3) 表現のパートナー構造では第4章と第5章で示したように $\Sigma_Q(J^P = 1/2^+)$ と $\Sigma_Q^*(3/2^+)$ がそれぞれ $\Lambda_{Q1}(1/2^-)$ と $\Lambda_{Q1}^*(3/2^-)$ のカイラルパートナーとして理解することができる。その場合、 $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Sigma_Q^{(*)}\gamma$ と $\Lambda_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\gamma$ は結合定数を共有する。そのため光子放出崩壊を詳細に調べることによってスピン0のパートナー構造とスピン1のパートナー構造を統一的に理解できる可能性がある。

さらに表31と32では $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ の崩壊がとても小さいことがわかる。この崩壊の分岐比を実験で測定するのは難しいかもしれないが、結合定数は (163) もしくは (164) で決まるようにカイラル対称性の情報を反映する。したがって $\Lambda_Q(1/2^-)$ の質量が $\Lambda_Q(1/2^+)\eta$ のしきい値より低いところにあるとき、この崩壊をアノマリーの寄与の判別に用いることができる。

表 31 アノマリーの効果を考慮した場合としない場合で $\Lambda_c(1/2^-)$ の崩壊幅を比較する。単位は MeV。全崩壊幅を示すために $k = 1$, $\kappa = 1$, and $r = 1$ という仮定を用いた。

mass of $\Lambda_c(1/2^-)$ [MeV]	2702 [5]	2759 [5]	2826 [27]	2890 [4]
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\eta$ w/o anomaly	639
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\eta$ w/ anomaly	52.3
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c^{(*)}\pi\pi$...	$0.0400k^2$	$1.84k^2$	$13.0k^2$
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c\pi$	$1.67\kappa^2$	$2.14\kappa^2$	$2.62\kappa^2$	$3.04\kappa^2$
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Sigma_c^{(*)}\gamma$	$0.126r^2$	$0.243r^2$	$0.448r^2$	$0.718r^2$
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\pi^0$ w/o anomaly	0.0147	0.0213	0.0309	0.0422
$\Lambda_c(1/2^-) \rightarrow \Lambda_c(1/2^+)\pi^0$ w/ anomaly	2.60×10^{-4}	7.87×10^{-4}	1.87×10^{-3}	3.46×10^{-3}
total w/o anomaly	1.81	2.44	4.93	656
total w/ anomaly	1.80	2.42	4.90	69.0

表 32 アノマリーの効果を考慮した場合としない場合で $\Lambda_b(1/2^-)$ の崩壊幅を比較する。単位は MeV。全崩壊幅を示すために $k = 1$, $\kappa = 1$, and $r = 1$ という仮定を用いた。

mass of $\Lambda_b(1/2^-)$ [MeV]	5999 [5]	6079 [5]	6159 [27]	6174 [5]	6207 [5]
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\eta$ w/o anomaly	223	619
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\eta$ w/ anomaly	16.5	52.9
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b^{(*)}\pi\pi$	$1.16k^2$	$2.38k^2$	$7.95k^2$
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b\pi$	$0.183\kappa^2$	$0.329\kappa^2$	$0.450\kappa^2$	$0.472\kappa^2$	$0.518\kappa^2$
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Sigma_b^{(*)}\gamma$	$0.0795r^2$	$0.241r^2$	$0.531r^2$	$0.603r^2$	$0.781r^2$
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\pi^0$ w/o anomaly	0.0129	0.0229	0.0369	0.0400	0.0473
$\Lambda_b(1/2^-) \rightarrow \Lambda_b(1/2^+)\pi^0$ w/ anomaly	9.50×10^{-5}	7.41×10^{-4}	2.23×10^{-3}	2.62×10^{-3}	3.63×10^{-3}
total w/o anomaly	0.275	0.593	2.18	226	628
total w/ anomaly	0.263	0.571	2.14	20.0	62.2

アノマリーによる崩壊幅の抑制はダイクォークのレベルでも見ることができる。これは付録に示した。

本解析ではフレーバー対称性の破れの一次の項までしか導入しなかった。したがって破れの寄与はパラメーター A に比例している。さらにヘビークォーク対称性の破れを取り入れると $\Lambda_Q(1/2^-)$ は [26] が指摘したように今回紹介したスカラーダイクォークのみならず、他のダイクォークの成分もちうる。これらのより高次の項を導入したヘビーバリオンの崩壊幅の解析が今後の研究指針の一つとしてありうる。

7 結論

本論ではヘビーバリオンが含むダイクォークのカイラル表現に基づきヘビーバリオンの有効模型を構築し、質量と崩壊幅を解析した。ダイクォークの種類として二つのものを仮定した。第4章と第5章ではスピン1ダイクォークを、第6章ではスピン0ダイクォークを含むヘビーバリオンについて取り上げた。

スピン1ダイクォークを含むヘビーバリオンの解析ではまずカイラル $SU(2)_R \times SU(2)_L$ 対称性を仮定した。そこでは正パリティのフレーバー3表現と負パリティの1表現がカイラルパートナーを組む。本解析ではそれぞれの表現に対して既知のもっとも軽いヘビーバリオンを割り当て、質量と崩壊幅を調べた。そしてカイラルパートナー構造が負パリティヘビーバリオンの 2π 放出崩壊の直接過程と光子放出崩壊に現れることを明らかにした。 2π 放出崩壊の直接過程は [22] で示されたように π 中間子の角度相関を調べることで実験的な検証が可能である。特に直接過程の寄与が大きいことが期待される $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ の 2π 放出崩壊の測定がカイラルパートナー構造の検証に適している。

その後、第5章では模型をカイラル $SU(3)_R \times SU(3)_L$ 対称性に基づくものに拡張した。カイラルパートナーの構造は正パリティ6表現と負パリティ $\bar{3}$ 表現の間に成り立つ。拡張によってストレンジネスをもつ $\Xi_Q^{(*)}$, $\Omega_Q^{(*)}$, $\Xi_{Q1}^{(*)}$ を模型に含めて解析することができる。 $\Xi_{Q1}^{(*)}$ は $\Xi_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Xi_Q^{(*)}\pi$ のしきい値が充分開いており、そのためカイラルパートナー構造を反映する $\Xi_{Q1}^{(*)} \rightarrow \Xi_Q\pi\pi$ の直接過程が支配的ではない。カイラル対称性の情報を得るためには第4章で述べたように $\Lambda_{Q1}^{(*)}$ の崩壊を詳しく調べる必要がある。光子放出崩壊ではヘビークォークパートナー間の遷移にカイラルパートナー構造が反映される。特に今回新しく解析に加わった Ω_Q^* は $\Omega_Q^* \rightarrow \Omega_Q\gamma$ がメインモードになると考えられるため、実験検証が期待される。

第6章ではスピン0ダイクォークを含むヘビーバリオンについて崩壊幅の解析を行った。スピン1ダイクォークのときとの大きな違いはアノマリーの存在で、先行研究 [27] において質量構造に明確な寄与をもつことが明らかになっている。本解析でアノマリーの寄与が質量のみならず崩壊幅にも及ぶことが判明した。特にアノマリーは $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ と $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\pi^0$ の崩壊幅を大きく抑制する。

本論でヘビーバリオンにおけるカイラルパートナー構造の仮定がその崩壊幅に反映されることが明らかになった。カイラル対称性の部分的回復などカイラルパートナー構造の検証が期待される現象は高温・高密度状態で起こるものが知られているが、本論の結果はゼロ温度・ゼロ密度の真空実験で検証可能な点で他の研究結果と一線を画す。今後ヘビーバリオンのような重いクォークを含むハドロンの崩壊を実験で詳細に測定することで、カイラル対称性がハドロン現象に果たす役割が明らかになることを期待する。

付録 A スピン 0 ダイクォークの質量構造

この付録では [27] を参照してスピン 0 ダイクォークの質量構造を考察する。(58) と (59) のダイクォークについてのラグランジアンが次のように書ける。

$$\begin{aligned}\mathcal{L}_{qq} = & \mathcal{D}_\mu d_{R,i} (\mathcal{D}^\mu d_{R,i})^\dagger + \mathcal{D}_\mu d_{L,i} (\mathcal{D}^\mu d_{L,i})^\dagger \\ & - m_0^2 (d_{R,i} d_{R,i}^\dagger + d_{L,i} d_{L,i}^\dagger) \\ & - \frac{m_1^2}{f} (d_{R,i} \Sigma_{ij}^\dagger d_{L,j}^\dagger + d_{L,i} \Sigma_{ij} d_{R,j}^\dagger) \\ & - \frac{m_2^2}{2f^2} \epsilon_{ijk} \epsilon_{lmn} (d_{R,k} \Sigma_{li} \Sigma_{mj} d_{L,n}^\dagger + d_{L,k} \Sigma_{li}^\dagger \Sigma_{mj}^\dagger d_{R,n}^\dagger)\end{aligned}\quad (167)$$

また, (58) と (59) からスカラー/擬スカラーダイクォークのパリティ固有状態が定義できる。

$$s_i = \frac{1}{\sqrt{2}} (d_{R,i} - d_{L,i}) \quad (168)$$

$$p_i = \frac{1}{\sqrt{2}} (d_{R,i} + d_{L,i}) \quad (169)$$

s_i は $J^P = 0^+$ のダイクォーク固有状態を, p_i は 0^- の固有状態を表す。 i はフレーバーの添字を表し, それぞれ $i = 1 (ds)$, $i = 2 (su)$, $i = 3 (ud)$ のダイクォークを意味する。

フレーバー対称性の破れのパラメーター A を 6 章と同様に取り入れると, ダイクォークの質量が次式のように得られる。

$$M_{1,2}(0^\pm) = \sqrt{m_0^2 \mp (m_1^2 + Am_2^2)} \quad (170)$$

$$M_3(0^\pm) = \sqrt{m_0^2 \mp (Am_1^2 + m_2^2)} \quad (171)$$

これから直ちに次の関係式が得られる。

$$[M_{1,2}(0^+)]^2 + [M_{1,2}(0^-)]^2 = [M_3(0^+)]^2 + [M_3(0^-)]^2 \quad (172)$$

ここで $M_{1,2}(0^+) > M_3(0^+)$ を仮定する。これは $s_{1,2}$ に対応するヘビーバリオンの $\Xi_Q(1/2^+)$ が s_3 に対応する $\Lambda_Q(1/2^+)$ より重い実験事実から妥当な推測といえる。これを仮定すると自然と $M_{1,2}(0^-) < M_3(0^-)$ が結論づけられる。すなわち質量の大小関係がパリティの反転と同時に逆転する。

[27] ではダイクォークの質量の関係式 (172) から未発見の負パリティヘビーバリオンの質量を予想している。必要なパラメーターを決めるのに二つの方法をとっており, 一つは格子 QCD によるダイクォークの質量予想から, もう一つはクォークモデルによるヘビーバリオンの質量予想から決める。

一つ目の方法は格子 QCD によるダイクォーク質量の予想を用いる。[49] でダイクォーク質量が次のよう予想される。

$$M_3(0^+) = 725 \text{ MeV} \quad (173)$$

$$M_3(0^-) = 1265 \text{ MeV} \quad (174)$$

$$M_{1,2}(0^+) = 906 \text{ MeV} \quad (175)$$

(172) から $p_{1,2}$ の質量として次を得る。

$$M_{1,2}(0^-) = 1142 \text{ MeV} \quad (176)$$

ヘビーバリオンの質量のうち, ダイクォーク以外の部分に由来する質量を決めるために $\Lambda_c(1/2^+)$ の質量の実験値を用いる。すると $\Xi_c(1/2^+)$ の質量が次のように予想できる。

$$M(\Xi_c, 1/2^+) |_{\text{theo}} = M(\Lambda_c, 1/2^+) + (M_{1,2}(0^+) - M_3(0^+)) \quad (177)$$

$$= 2467 \text{ MeV} \quad (178)$$

この値は後述の実験値 (182) とほぼ完璧に整合する。 $\Lambda_c(1/2^-)$ と $\Xi_c(1/2^-)$ も同様に質量の予測をすることができる。

$$\begin{aligned} M(\Lambda_c, 1/2^-)|_{\text{theo}} &= M(\Lambda_c, 1/2^+) + (M_3(0^-) - M_3(0^+)) \\ &= 2826 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (179)$$

$$\begin{aligned} M(\Xi_c, 1/2^-)|_{\text{theo}} &= M(\Lambda_c, 1/2^+) + (M_{1,2}(0^-) - M_3(0^+)) \\ &= 2704 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (180)$$

このように $M(\Xi_c, 1/2^-) < M(\Lambda_c, 1/2^-)$ の、質量の逆階層構造が起こる。

二つ目の方法は $M(\Lambda_c, 1/2^+)$ と $M(\Xi_c, 1/2^+)$ の実験値と $M(\Lambda_c, 1/2^-)$ のクォークモデルの予想値を用いてパラメーターを決める。実験値としては以下のものを使う。

$$M(\Lambda_c, 1/2^+) = 2286.46 \text{ MeV} \quad (181)$$

$$M(\Xi_c, 1/2^+) = \frac{1}{2} (M(\Xi_c^+) + M(\Xi_c^0)) = 2469.42 \text{ MeV} \quad (182)$$

6章でも述べたように $\Lambda_c(1/2^-)$ については実験値が存在しないため、クォークモデルによる予想 [4] から次の値を用いる。

$$M(\Lambda_c, 1/2^-) = 2890 \text{ MeV} \quad (183)$$

これらの値からダイクォーク同士の質量差を見積もることができる。

$$\begin{aligned} M_{1,2}(0^+) - M_3(0^+) &= M(\Xi_c, 1/2^+) - M(\Lambda_c, 1/2^+) \\ &= 183 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (184)$$

$$\begin{aligned} M_3(0^-) - M_3(0^+) &= M(\Lambda_c, 1/2^-) - M(\Lambda_c, 1/2^+) \\ &= 604 \text{ MeV} \end{aligned} \quad (185)$$

もう一つ、格子 QCD 計算 [49] による s_3 ダイクォークの質量予想をインプットに用いる。

$$M_3(0^+) = 725 \text{ MeV} \quad (187)$$

以上から模型内すべてのダイクォークの質量が決まる。

$$M_{1,2}(0^+) = 906 \text{ MeV} \quad (188)$$

$$M_3(0^-) = 1329 \text{ MeV} \quad (189)$$

$$M_{1,2}(0^-) = 1212 \text{ MeV} \quad (190)$$

そして $\Xi_c(1/2^-)$ の質量を予想することができる。

$$M(\Xi_c, 1/2^-)|_{\text{theo}} = 2772 \text{ MeV} \quad (191)$$

(172) の関係式を用いているから当然だが、 $M(\Xi_c, 1/2^-) < M(\Lambda_c, 1/2^-)$ の逆階層構造が現れる。

付録 B スピン 0 ダイクォークの崩壊幅

この付録では $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ に対応するスピン 0 ダイクォークの崩壊幅について考察する。

はじめはカイラル極限で議論する。ダイクォークのラグランジアン (167) から, $qq(0^-) \rightarrow qq(0^+)\eta$ の崩壊幅を次式で得る。

$$\Gamma_{qq} = \frac{1}{6\pi} \left(\frac{m_1^2 + m_2^2}{f} \right)^2 \frac{|\mathbf{p}|}{M(0^-)^2} \quad (192)$$

ここで \mathbf{p} は η の運動量を表し, $M(0^-)$ はスピンパリティ 0^- のダイクォークの質量を表す。カイラル極限でのダイクォークの GT 関係式は次式で表される。

$$\frac{m_1^2 + m_2^2}{f} = \frac{[M(0^-)]^2 - [M(0^+)]^2}{2f} \quad (193)$$

ここで $M(0^+)$ はスピンパリティ 0^+ のダイクォークの質量を表す。この関係式を用いると (192) は次のように書き換えられる。

$$\Gamma_{qq} = \frac{2}{3\pi} \left(\frac{M(0^-) - M(0^+)}{2f} \right)^2 \left(\frac{M(0^-) + M(0^+)}{2M(0^-)} \right)^2 |\mathbf{p}| \quad (194)$$

$\langle \Sigma_{ij} \rangle = f\delta_{ij}$ が $M(0^+)$ に比べて小さい極限では $|\mathbf{p}| \rightarrow M(0^-) - M(0^+) \equiv \Delta M_{qq}$ と $M(0^-) + M(0^+) \rightarrow 2M(0^-)$ を取ることができる。そして崩壊幅は正負パリティのダイクォーク間の質量差 ΔM_{qq} で次式で書かれる。

$$\Gamma_{qq} = \frac{[\Delta M_{qq}]^3}{6\pi f^2} \quad (195)$$

一方で $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ の崩壊幅はヘビーバリオンのラグランジアン (142) から次のように得る。

$$\Gamma_{qqQ} = \frac{2}{3\pi} \left(\frac{\Delta M}{2f} \right)^2 \frac{M(1/2^+)}{M(1/2^-)} |\mathbf{p}| \quad (196)$$

ここでヘビーバリオンのカイラル極限での GT 関係式 (152) を使った。ヘビークォーク極限においては $|\mathbf{p}| \rightarrow \Delta M$ と $M(1/2^+)/M(1/2^-) \rightarrow 1$ のような置き換えを行うことができるから、ヘビーバリオンの崩壊幅として次を得る。

$$\Gamma_{qqQ} = \frac{[\Delta M]^3}{6\pi f^2} \quad (197)$$

ここで (195) と (197) は $\Delta M_{qq} \simeq \Delta M$ という近似の下で一致する。

次に $A > 1$ によってフレーバー対称性の破れを取り入れる。 $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ の結合定数は次式で表される。

$$\begin{aligned} g_{ud} &= \frac{m_1^2 + m_2^2}{f} = \frac{\Delta[M_{1,2}]^2 + \Delta[M_3]^2}{2f(A+1)} \\ &= \frac{\Delta[M_3]^2}{2f} \frac{\frac{\Delta[M_{1,2}]^2}{\Delta[M_3]^2} + 1}{A+1} \end{aligned} \quad (198)$$

ここで $\Delta[M_i]^2 = [M_i(0^-)]^2 - [M_i(0^+)]^2$ ($i = 1, 2, 3$) という略記を用いた。質量の逆階層構造があると $\Delta[M_{1,2}]^2 < \Delta[M_3]^2$ で, かつ $A > 1$ だから結合定数は次式で示されるように単純に予想される GT 関係式でのものより必ず小さな値を取る。

$$\bar{g}_{ud} = \frac{m_2^2}{f} = \frac{\Delta[M_3]^2}{2f} \quad (199)$$

そのため $\Lambda_Q(1/2^-) \rightarrow \Lambda_Q(1/2^+)\eta$ で見たようなアノマリーによる崩壊幅の抑制が $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ でも現れる。

第 6 章で用いた η - η' 混合の処方を適用すると $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ の結合定数は次式で書ける。

$$g_{ud}^{\text{phys}} = \frac{\xi_1 m_1^2 + \xi_2 m_2^2}{f} \quad (200)$$

質量の逆階層があるため $|m_1^2| > |m_2^2|$, $m_1^2 > 0$ かつ $m_2^2 < 0$ が [27] で示されるように保持されている。 $\xi_1 < 1$ かつ $\xi_2 > 1$ だから、 η - η' 混合の効果は次式の単純な GT 関係式から予想される結合定数よりも結合定数を小さくするようにはたらく。

$$\bar{g}_{ud}^{\text{phys}} = \frac{\xi_2 m_2^2}{f} = \xi_2 \bar{g}_{ud} \quad (201)$$

[27, 49] にしたがって $M_{1,2}(0^+) = 906$ MeV と $M_3(0^+) = 725$ MeV とした場合の $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ の崩壊幅を評価する。図 10 に $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ の崩壊幅と $M_3(0^-)$ の関係性を示す。垂直の赤線は $M(\Lambda_c(1/2^-)) = 2890$ MeV [4] から見積もられる $M_3(0^-) = 1329$ MeV という値を表し、マゼンタ線は $ud(0^-) \rightarrow ud(0^+)\eta$ のしきい値を示す。緑とオレンジの曲線は η - η' 混合を考慮しない崩壊幅を表す。緑の曲線は (198) の結合定数にしたがうが、これはアノマリーによる抑制を受けている。オレンジの曲線はアノマリーの影響がない (199) の結合定数で決まる。青と紫の曲線は η - η' 混合の効果を取り入れた崩壊幅を示す。(200) の結合定数で決まる青の曲線はアノマリーによる抑制を受け、(201) の結合定数で決まる紫の曲線はアノマリーの影響を受けない。図 10 からダイクォークの崩壊幅においても図 5 と 6 のヘビーバリオンで見られたアノマリーと η - η' 混合による崩壊幅の抑制が起こることがわかる。(194) における $[(M(0^-) + M(0^+))/2M(0^-)]^2$ が (196) の $M(1/2^+)/M(1/2^-)$ より小さいため、オレンジと紫で表されるダイクォークの崩壊幅は図 5 と 6 のヘビーバリオンの崩壊幅よりも小さな値をとる。

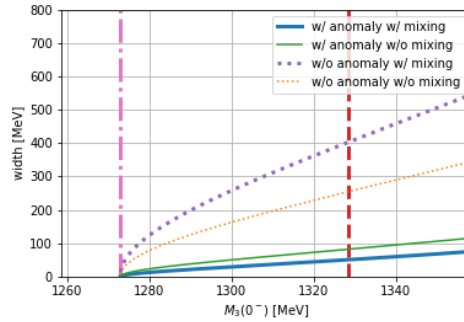


図 10 $ud(1/2^-) \rightarrow ud(1/2^+)\eta$ の崩壊幅の $M_3(0^-)$ 依存性。曲線は図 5 に対応する。

謝辞

他大学から何も知らないまま名古屋大学に入学してきた私に、辛抱強くご指導くださった原田正康先生に深くお礼申し上げます。また、野中千穂准教授をはじめとしたスタッフの方々にも感謝いたします。最後ですが研究室メンバーに対しては、もう少し指針たりうる先輩であればよかったと思っています。

参考文献

- [1] Y. Kawakami and M. Harada, “Analysis of $\Lambda_c(2595)$, $\Lambda_c(2625)$, $\Lambda_b(5912)$, $\Lambda_b(5920)$ based on a chiral partner structure,” Phys. Rev. D **97**, no. 11, 114024 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.97.114024 [arXiv:1804.04872 [hep-ph]].
- [2] Y. Kawakami and M. Harada, Phys. Rev. D **99**, no.9, 094016 (2019) doi:10.1103/PhysRevD.99.094016 [arXiv:1902.06774 [hep-ph]].
- [3] Y. Kawakami, M. Harada, M. Oka and K. Suzuki, Phys. Rev. D **102**, no.11, 114004 (2020) doi:10.1103/PhysRevD.102.114004 [arXiv:2009.06243 [hep-ph]].
- [4] T. Yoshida, E. Hiyama, A. Hosaka, M. Oka and K. Sadato, “Spectrum of heavy baryons in the quark model,” Phys. Rev. D **92**, no. 11, 114029 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.114029 [arXiv:1510.01067 [hep-ph]].
- [5] Y. Kim, E. Hiyama, M. Oka and K. Suzuki, Phys. Rev. D **102**, no.1, 014004 (2020) doi:10.1103/PhysRevD.102.014004 [arXiv:2003.03525 [hep-ph]].
- [6] A. Hosaka *et al.*, “Production and decay of charmed baryons,” Nucl. Phys. A **954**, 341 (2016). doi:10.1016/j.nuclphysa.2016.05.009
- [7] H. Nagahiro, S. Yasui, A. Hosaka, M. Oka and H. Noumi, “Structure of charmed baryons studied by pionic decays,” Phys. Rev. D **95**, no. 1, 014023 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.95.014023 [arXiv:1609.01085 [hep-ph]].
- [8] A. J. Arifi, H. Nagahiro and A. Hosaka, “Three-Body Decay of $\Lambda_c^*(2595)$ and $\Lambda_c^*(2625)$ with consideration of $\Sigma_c(2455)\pi$ and $\Sigma_c^*(2520)\pi$ in intermediate States,” Phys. Rev. D **95**, no. 11, 114018 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.95.114018 [arXiv:1704.00464 [hep-ph]].
- [9] K. Thakkar, Z. Shah, A. K. Rai and P. C. Vinodkumar, “Excited State Mass spectra and Regge trajectories of Bottom Baryons,” Nucl. Phys. A **965**, 57 (2017) doi:10.1016/j.nuclphysa.2017.05.087 [arXiv:1610.00411 [nucl-th]].
- [10] B. Chen, K. W. Wei, X. Liu and A. Zhang, “Role of newly discovered $\Xi_b(6227)^-$ for constructing excited bottom baryon family,” Phys. Rev. D **98**, no. 3, 031502 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.031502 [arXiv:1805.10826 [hep-ph]].
- [11] K. L. Wang, Y. X. Yao, X. H. Zhong and Q. Zhao, “Strong and radiative decays of the low-lying S - and P -wave singly heavy baryons,” Phys. Rev. D **96**, no. 11, 116016 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.96.116016 [arXiv:1709.04268 [hep-ph]].
- [12] K. Gandhi, Z. Shah and A. K. Rai, “Decay properties of singly charmed baryons,” Eur. Phys. J. Plus **133**, no. 12, 512 (2018) doi:10.1140/epjp/i2018-12318-1 [arXiv:1811.00251 [hep-ph]].
- [13] H. X. Chen, W. Chen, Q. Mao, A. Hosaka, X. Liu and S. L. Zhu, “P-wave charmed baryons from QCD sum rules,” Phys. Rev. D **91**, no. 5, 054034 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.91.054034 [arXiv:1502.01103 [hep-ph]].
- [14] Q. Mao, H. X. Chen, W. Chen, A. Hosaka, X. Liu and S. L. Zhu, “QCD sum rule calculation for P-wave bottom baryons,” Phys. Rev. D **92**, no. 11, 114007 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.114007 [arXiv:1510.05267 [hep-ph]].
- [15] H. X. Chen, Q. Mao, W. Chen, A. Hosaka, X. Liu and S. L. Zhu, “Decay properties of P -wave charmed baryons from light-cone QCD sum rules,” Phys. Rev. D **95**, no. 9, 094008 (2017) doi:10.1103/PhysRevD.95.094008 [arXiv:1703.07703 [hep-ph]].

- [16] F. K. Guo, C. Hanhart, U. G. Meißner, Q. Wang, Q. Zhao and B. S. Zou, “Hadronic molecules,” *Rev. Mod. Phys.* **90**, no. 1, 015004 (2018) doi:10.1103/RevModPhys.90.015004 [arXiv:1705.00141 [hep-ph]].
- [17] J. X. Lu, Y. Zhou, H. X. Chen, J. J. Xie and L. S. Geng, “Dynamically generated $J^P = 1/2^-(3/2^-)$ singly charmed and bottom heavy baryons,” *Phys. Rev. D* **92**, no. 1, 014036 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.014036 [arXiv:1409.3133 [hep-ph]].
- [18] M. A. Ivanov, J. G. Korner, V. E. Lyubovitskij and A. G. Rusetsky, “Strong and radiative decays of heavy flavored baryons,” *Phys. Rev. D* **60**, 094002 (1999) doi:10.1103/PhysRevD.60.094002 [hep-ph/9904421].
- [19] H. Bahtiyar, K. U. Can, G. Erkol, M. Oka and T. T. Takahashi, “ $\Xi_c \gamma \rightarrow \Xi'_c$ transition in lattice QCD,” *Phys. Lett. B* **772**, 121 (2017) doi:10.1016/j.physletb.2017.06.022 [arXiv:1612.05722 [hep-lat]].
- [20] H. Bahtiyar, K. U. Can, G. Erkol, M. Oka and T. T. Takahashi, “Radiative transitions of doubly charmed baryons in lattice QCD,” *Phys. Rev. D* **98**, no. 11, 114505 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.114505 [arXiv:1807.06795 [hep-lat]].
- [21] Y. Huang, C. j. Xiao, L. S. Geng and J. He, “Strong decays of the $\Xi_b(6227)$ as a $\Sigma_b \bar{K}$ molecule,” *Phys. Rev. D* **99**, no. 1, 014008 (2019) doi:10.1103/PhysRevD.99.014008 [arXiv:1811.10769 [hep-ph]].
- [22] A. J. Arifi, H. Nagahiro and A. Hosaka, “Three-body decay of $\Lambda_c^*(2595)$ and $\Lambda_c^*(2625)$ with the inclusion of a direct two-pion coupling,” *Phys. Rev. D* **98**, no. 11, 114007 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.114007 [arXiv:1809.10290 [hep-ph]].
- [23] P. L. Cho, “Strong and electromagnetic decays of two new Lambda(c)* baryons,” *Phys. Rev. D* **50**, 3295 (1994) doi:10.1103/PhysRevD.50.3295 [hep-ph/9401276].
- [24] N. Jiang, X. L. Chen and S. L. Zhu, “Electromagnetic decays of the charmed and bottom baryons in chiral perturbation theory,” *Phys. Rev. D* **92**, no. 5, 054017 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.054017 [arXiv:1505.02999 [hep-ph]].
- [25] H. Y. Cheng and C. K. Chua, “Strong Decays of Charmed Baryons in Heavy Hadron Chiral Perturbation Theory: An Update,” *Phys. Rev. D* **92**, no. 7, 074014 (2015) doi:10.1103/PhysRevD.92.074014 [arXiv:1508.05653 [hep-ph]].
- [26] V. Dmitrašinović and H. X. Chen, *Phys. Rev. D* **101**, no.11, 114016 (2020) doi:10.1103/PhysRevD.101.114016
- [27] M. Harada, Y. R. Liu, M. Oka and K. Suzuki, *Phys. Rev. D* **101**, no.5, 054038 (2020) doi:10.1103/PhysRevD.101.054038 [arXiv:1912.09659 [hep-ph]].
- [28] M. A. Nowak, M. Praszalowicz, M. Sadzikowski and J. Wasiluk, “Chiral doublers of heavy light baryons,” *Phys. Rev. D* **70**, 031503 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.70.031503 [hep-ph/0403184].
- [29] Y. R. Liu and M. Oka, “ $\Lambda_c N$ bound states revisited,” *Phys. Rev. D* **85**, 014015 (2012) doi:10.1103/PhysRevD.85.014015 [arXiv:1103.4624 [hep-ph]].
- [30] M. Harada and Y. L. Ma, “Chiral partner structure of heavy baryons from the bound state approach with hidden local symmetry,” *Phys. Rev. D* **87**, no. 5, 056007 (2013) doi:10.1103/PhysRevD.87.056007 [arXiv:1212.5079 [hep-ph]].
- [31] M. A. Nowak, M. Rho and I. Zahed, “Chiral effective action with heavy quark symmetry,” *Phys. Rev. D* **48**, 4370 (1993) doi:10.1103/PhysRevD.48.4370 [hep-ph/9209272].
- [32] M. A. Nowak and I. Zahed, “Excited heavy mesons,” *Phys. Rev. D* **48**, 356 (1993). doi:10.1103/PhysRevD.48.356

- [33] W. A. Bardeen and C. T. Hill, “Chiral dynamics and heavy quark symmetry in a solvable toy field theoretic model,” *Phys. Rev. D* **49**, 409 (1994) doi:10.1103/PhysRevD.49.409 [hep-ph/9304265].
- [34] W. A. Bardeen, E. J. Eichten and C. T. Hill, “Chiral multiplets of heavy - light mesons,” *Phys. Rev. D* **68**, 054024 (2003) doi:10.1103/PhysRevD.68.054024 [hep-ph/0305049].
- [35] M. A. Nowak, M. Rho and I. Zahed, “Chiral doubling of heavy light hadrons: BABAR 2317-MeV/c**2 and CLEO 2463-MeV/c**2 discoveries,” *Acta Phys. Polon. B* **35**, 2377 (2004) [hep-ph/0307102].
- [36] Y. L. Ma and M. Harada, “Doubly heavy baryons with chiral partner structure,” *Phys. Lett. B* **748**, 463 (2015) doi:10.1016/j.physletb.2015.07.046 [arXiv:1503.05373 [hep-ph]].
- [37] Y. L. Ma and M. Harada, “Degeneracy of doubly heavy baryons from heavy quark symmetry,” *Phys. Lett. B* **754**, 125 (2016) doi:10.1016/j.physletb.2016.01.011 [arXiv:1510.07481 [hep-ph]].
- [38] Y. L. Ma and M. Harada, “Chiral partner structure of doubly heavy baryons with heavy quark spin-flavor symmetry,” arXiv:1709.09746 [hep-ph].
- [39] S. Scherer and M. R. Schindler, arXiv:hep-ph/0505265
- [40] C. Vafa and E. Witten, *Nucl. Phys. B* 234, 173 (1984)
- [41] S. Coleman, *J. Math. Phys.* 7, 787 (1966)
- [42] M. Tanabashi *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Rev. D* **98**, no.3, 030001 (2018) doi:10.1103/PhysRevD.98.030001
- [43] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration], “Observation of a new Ξ_b^- resonance,” *Phys. Rev. Lett.* **121**, no. 7, 072002 (2018) doi:10.1103/PhysRevLett.121.072002 [arXiv:1805.09418 [hep-ex]].
- [44] J. J. Sakurai, *Currents and mesons* (University of Chicago Press, Chicago, USA, 1969)
- [45] M. Bando, T. Kugo and K. Yamawaki, *Phys. Rept.* **164**, 217-314 (1988) doi:10.1016/0370-1573(88)90019-1
- [46] M. Harada and K. Yamawaki, *Phys. Rept.* **381**, 1-233 (2003) doi:10.1016/S0370-1573(03)00139-X [arXiv:hep-ph/0302103 [hep-ph]].
- [47] M. Harada, M. Rho and C. Sasaki, *Phys. Rev. D* **70**, 074002 (2004) doi:10.1103/PhysRevD.70.074002 [arXiv:hep-ph/0312182 [hep-ph]].
- [48] M. Harada and J. Schechter, *Phys. Rev. D* **54**, 3394-3413 (1996) doi:10.1103/PhysRevD.54.3394 [arXiv:hep-ph/9506473 [hep-ph]].
- [49] Y. Bi, H. Cai, Y. Chen, M. Gong, Z. Liu, H. X. Qiao and Y. B. Yang, *Chin. Phys. C* **40**, no.7, 073106 (2016) doi:10.1088/1674-1137/40/7/073106 [arXiv:1510.07354 [hep-ph]].