

HQハドロンの物理

～重いハドロ原子核物理の面白さとは何か？～

安井 繁宏

東京工業大学

要約

重いクォークの対称性 (Heavy Quark Symmetry; HQS) は、重いクォークの極限 $m_Q \rightarrow \infty$ (m_Q は重いクォークの質量) において重要な対称性であり、チャームおよびボトムハドロンの物理を理解する上で有用である。重いクォークの対称性は、通常のハドロンのみならずハドロ分子やマルチクォークについても成り立つ一般的な対称性である。重いクォークの極限では、どのようなハドロンについても HQS 一重項あるいは HQS 二重項が存在することを議論する。さらに具体的にハドロン有効理論を用いてこれらの存在を示す。また $1/m_Q$ 展開の next-to-leading オーダーを考えて、ハドロン質量がグルーオンのダイナミクスと深く関連していることを議論する。

1 イントロダクション

近年実験研究によるチャームやボトムを含むエキゾチックなハドロン (X, Y, Z, \dots) の発見により、通常のバリオ (qqq) やメソン ($q\bar{q}$) とは異なる新たなハドロンの存在形態の可能性が注目を集めている。ハドロンを構成単位とするハドロ分子描像や多数のクォークがコンパクトに集まったマルチクォーク描像、あるいはクォークとグルーオンの両方を構成単位とするハイブリッド描像など多くの可能性が議論されている。とくに、電荷をもつクォークonium (Z_c や Z_b) は、重いクォーク $Q\bar{Q}$ のみならず軽いクォーク ($u\bar{d}$ など) も含むテトラクォーク状態 $Q\bar{Q}u\bar{d}$ であることを明確に示している。しかし、これらのエキゾチックハドロンの性質を系統的に理解するための統一的な視点はまだ得られていない。今回の発表では重いクォークの対称性 (スピン対称性) に着目して、エキゾチックなハドロ質量スペクトラムの一般的な規則について議論したい。

2 重いクォークの有効理論

重いクォークの有効理論 重いクォークの有効理論は QCD に基づいて定義される¹。重いクォークを含む QCD ラグランジアンは

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_h \bar{Q}(i\not{D} - m_Q)Q + \mathcal{L}_{\text{light quark+gluon}} \quad (1)$$

である。第一項は質量 m_Q をもつ重いクォーク場 Q を含む部分であり、重いフレーバー h (チャームやボトムなど) について和を取る。 $D^\mu = \partial^\mu - ig_s A^\mu$ は共変微分である。 A^μ はグルーオン場であり、 g_s は結合定数である。第二項は軽いクォークとグルーオン部分である。ここで重いクォークの極限を考える。 $m_Q \rightarrow \infty$ として、重いクォークの運動量を

$$p^\mu = m_Q v^\mu + k^\mu \quad (2)$$

のように分離する。 $\mu = 0, 1, 2, 3$ はローレンツの足である。 v^μ は 4 元速度² ($v^2 = 1$) であり、 k は residual な運動量である。換言すると、第一項は on-mass-shell 部分を表し、第二項は off-mass-shell 部分を表す。 k^μ の大きさは m_Q に比べて十分に小さい量とする。ここで重要なことは、重いクォークが静止しているよう

¹文献として例えば [1, 2] を見よ。

²以下では単に速度という。

に速度 v^μ をもつフレーム（座標系）を定義することができるということである。このような運動量の分離に従って、速度 v^μ のフレームにおける重いクォークの有効場を

$$Q_v(x) = e^{im_Q v \cdot x} \frac{1 + \not{v}}{2} Q(x) \quad (3)$$

と定義する。 $(1 + \not{v})/2$ は（速度 v^μ のフレームにおいて） $Q(x)$ の正エネルギー部分を取り出す演算式である。また、最初の因子 $e^{im_Q v \cdot x}$ は $Q(x)$ から $m_Q v^\mu$ のスケールを抜き出すことに対応しており、 $Q_v(x)$ は residual な運動量 k^μ しか持たないことになる。このとき、QCD ラグランジアン（1）は

$$\mathcal{L}_{\text{HQET}} = \sum_h \left[\bar{Q}_v v \cdot iD Q_v + \bar{Q}_v \frac{(iD_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - c(\mu) g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v + \mathcal{O}(1/m_Q^2) \right] + \mathcal{L}_{\text{light quark+gluon}} \quad (4)$$

のように書き直すことができる。ただし、 $D_\perp^\mu = D^\mu - v^\mu v \cdot D$ であり、 $G^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/ig_s$ である。 $\sigma^{\mu\nu} = i[\gamma^\mu, \gamma^\nu]/2$ である。 $c(\mu)$ は Wilson 係数であり、エネルギースケール μ における QCD とのマッチングによって決められる。すなわち量子揺らぎを取り込むことに相当する。一方で [...] の中の第一項と第二項は量子揺らぎの効果は受けない。これは velocity-rearrangement 不変性（後述）が満たされていることから分かる。このようなラグランジアン（4）で記述される有効理論を重いクォーク場の有効理論（Heavy Quark Effective Theory: HQET）という。ここで重要なことは、重いクォークのラグランジアンが $1/m_Q$ のべき展開で与えられているということである。すなわち、 m_Q が十分に大きいとき、 $1/m_Q$ のオーダー毎による系統的な議論が可能となる。

重い質量の極限における重いクォークの対称性 $1/m_Q$ 展開の最も重要な項として主要項（leading order; LO）を考えよう。 $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ の重いクォーク部分について、 $1/m_Q \rightarrow \infty$ で残る項は、

$$\sum_h \bar{Q}_v v \cdot iD Q_v \quad (5)$$

である。この項は二つの重要な対称性をもつ。一つはスピン対称性であり、もう一つは重いフレーバー対称性である。スピン対称性については、 $v \cdot iD$ が Dirac 行列を含まないことより、 Q_v のスピン変換 $Q_v \mapsto S Q_v$ ($S \in \text{SU}(2)_{\text{spin}}$) に対して不変であることから分かる。重いフレーバーの対称性は、 $\bar{Q}_v v \cdot iD Q_v$ が重いフレーバーの種類に依存しないので、 \sum_h について $v \cdot iD$ は単位行列とみなされることから分かる。したがって、スピン対称性と重いフレーバー対称性の両方を含む $\text{SU}(2N_h)$ 対称性をもつ。ただし、 N_h は重いフレーバーの種類の数である³。重いフレーバーの対称性は弱い相互作用（例： $b \rightarrow ce \bar{\nu}_e$ など）を議論する際に用いられる。本稿では強い相互作用しか考えないので、今後は重いクォークの種類は一つ（ $N_h = 1$ ）としてスピンのみを含む $\text{SU}(2)$ 対称性を考えることにする。

NLO における重いクォークの対称性の破れ 重いクォークの対称性は重いクォークの極限のみで定義される対称性であり、現実的なクォークの有限質量 m_Q ではこの対称性は破れている。これを詳しく見るために、 $\mathcal{L}_{\text{HQET}}$ の重いクォーク部分について $1/m_Q$ の一次の項を考えよう。

$$\sum_h \left[\bar{Q}_v \frac{(iD_\perp)^2}{2m_Q} Q_v - c(\mu) g_s \bar{Q}_v \frac{\sigma_{\mu\nu} G^{\mu\nu}}{4m_Q} Q_v \right] \quad (6)$$

m_Q の値はフレーバーによって異なるので、重いフレーバーの対称性は破れている。すなわち、チャームの質量（ $m_Q = m_c$ ）とボトム質量（ $m_Q = m_b$ ）が異なるために、 $1/m_Q$ の項は重いフレーバーの変換について単位行列として不変ではない。また、第二項については $\sigma^{\mu\nu}$ は Dirac 行列を含むためにスピン変換（ $Q_v \mapsto S Q_v$ ）に対して不変ではない。したがって、スピン対称性も壊れていることが分かる。（ただし、第一項はスピン変換について不変なままである。）このようなスピン変換の破れは、電子などの QED における磁気モーメント相互作用によるスピン対称性の破れと本質的に同じ現象である。ゲージ場（QED のようにアーベリアンであろうと QCD のように非アーベリアンであろうと）を媒介とする場合、スピン対称性の破れは $1/m_Q$ 展開の NLO で現れる。

³チャームとボトムの両方を含むとき $N_h = 2$ であり、一方しか含まないときは $N_h = 1$ である

重いクォーク極限における Brown muck

さてもう一度重い質量の極限に戻ろう。すでに見たように、この極限では重いクォークのスピンは保存量である。ここで重いクォークを含むハドロン全体の全スピン（全角運動量）を

$$\vec{J} = \vec{S} + \vec{j} \quad (7)$$

としよう。ここで \vec{S} は重いクォークのスピン（角運動量を含まない）であり、 \vec{j} はそれ以外の軽い成分（u, d, s クォークおよび反クォークやグルーオン）の全角運動量である。ただし、軽い成分のダイナミクスは非常に非摂動的であることに注意する。例えば、 $Q\bar{q}$ メソンは、軽い成分について軽い反クォーク \bar{q} だけではなく多数の軽いクォーク-反クォーク成分（ $\bar{q}q$ ）やグルーオン成分（ g ）を非摂動的に含む $Qq + Q\bar{q}qq + Q\bar{q}qqg + \dots$ のような構造をしている。ここで重要なことは、重いクォークの極限では \vec{S} は保存しており、 \vec{J} も保存しているので、結果として \vec{j} も保存量となることである。すなわち、軽い成分の全スピンは（状態は非摂動的であるにも関わらず）保存されているのである [1, 2]。このスピンの保存のために、 $j \geq 1/2$ のとき $J_+ = j + 1/2$ の状態と $J_- = j - 1/2$ の状態の質量は縮退する。このようなスピン縮退した状態を HQS ダブルレットという。一方で、 $j = 0$ のときは J_+ の状態しかないので、これを HQS シングレットという。重いクォークとしてチャームやボトムを考えると、 $j = 1/2$ に対応する状態は、 D^* メソンと D メソン（質量差約 140 MeV）や B^* メソンと B メソン（質量差約 45 MeV）である。つまり、これらの小さな質量差は、 (D^*, D) メソンや (B^*, B) メソンそれぞれは HQS ダブルレットに近いことを表している。

軽い成分の全スピンの保存は、その構造の詳細に関わらず（重いクォークの極限では）いつも成り立つ。このような軽い成分は “Brown muck” と言われている [2]。muck は「ゴミ」や「散らかったもの」などを意味する。おそらく、軽い成分について構造の詳細を問題としないという見方から発想された言葉だと思われる。しかし、次のセクションで見ると、実は軽い成分は興味深い様々な内部構造をもつことがわかる。これらについて詳しく議論しよう。

3 重いエキゾチックハドロンにおけるスピン縮退

重いエキゾチックハドロンにおけるスピン縮退 重いクォークを含むハドロン分子状態について Brown muck の構造を議論しよう。具体的に重い反クォーク \bar{Q} とクォーク q を含む $\bar{Q}qqqq$ バリオンを考える。これは軽いクォークの個数は最低でも 4 個であるので、通常のバリオンではあり得ないエキゾチック（異状）ハドロンである。さて、このような状態がハドロン分子として実現されていると考えよう⁴。このとき、最も簡単な構成は $\bar{Q}q$ メソンと qqq バリオンの系である。 $\bar{Q}q$ メソンの軽い成分が $j = 1/2$ をもつので、 $\bar{Q}q$ メソンの全スピン $J_- = 0$ と $J_+ = 1$ より HQS ダブルレットをつくる。ここで $\bar{Q}q$ メソンを表す記法

$$\bar{P} = (\bar{Q}q)_{\text{spin } 0}, \quad \bar{P}^* = (\bar{Q}q)_{\text{spin } 1}, \quad (8)$$

を導入する [3]。重いクォークの極限では、この二つの状態は縮退していることに注意する。つまり、量子数スピン 0 と 1 以外の性質に違いはないのである。これは HQET からの帰結であるので、モデルに依らずに QCD から一般に結論される。

これを踏まえた上で、 $\bar{Q}q$ メソンと qqq バリオンの系について考えよう [4, 5, 6]。具体的に考えるために、全体のスピンとパリティが $J^P = 1/2^-$ と $3/2^-$ の状態を考える。それぞれの量子数の状態の粒子成分（基底）は

$$J^P = 1/2^- : \{ \bar{P}N(^2S_{1/2}), \bar{P}^*N(^2S_{1/2}), \bar{P}^*N(^4D_{1/2}) \} \quad (9)$$

$$J^P = 3/2^- : \{ \bar{P}N(^2D_{3/2}), \bar{P}^*N(^4S_{3/2}), \bar{P}N(^4D_{3/2}), \bar{P}^*N(^2D_{3/2}) \} \quad (10)$$

である。ただし、記法 $\bar{P}^{(*)}N(^{2S+1}L_J)$ については、 $\bar{P}^{(*)}$ と N のスピンの和 S について $(2S+1)$ はスピンの縮退度であり、 $L = S, D$ は $\bar{P}^{(*)}$ と N の相対軌道角運動量を意味する。ここで $\bar{P}^{(*)}$ と N の間の力として、最も長距離の力である 1 パイオン交換ポテンシャル（OPEP）を考えよう⁵。このときハミルトニアン

⁴メソン交換力によって束縛状態や共鳴状態が存在すると予想されている。以下の議論を参照せよ。

⁵以下の議論は、本質的には重い他のメソン（ ω や ρ など）についても成り立つ。

は、式 (9) と (10) を基底として、次のような行列の形で与えられる：

$$H_{1/2^-} = \begin{pmatrix} K_0 & \sqrt{3}C & -\sqrt{6}T \\ \sqrt{3}C & K_0 - 2C & -\sqrt{2}T \\ -\sqrt{6}T & -\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$H_{3/2^-} = \begin{pmatrix} K_2 & \sqrt{3}T & -\sqrt{3}T & \sqrt{3}C \\ \sqrt{3}T & K_0 + C & 2T & T \\ -\sqrt{3}T & 2T & K_2 + C & -T \\ \sqrt{3}C & T & -T & K_2 - 2C \end{pmatrix}. \quad (12)$$

ここで、 $K_L = -(\partial^2/\partial r^2 + 2\partial/r\partial r - L(L+1)/r^2)/2\mu$ は軌道角運動量 L についての運動エネルギー項、 r は $\bar{P}^{(*)}$ と N の相対距離、 $\mu = m_{\bar{P}^{(*)}}m_N/(m_{\bar{P}^{(*)}} + m_N)$ は換算質量である。 $m_{\bar{P}^{(*)}}$ および m_N はそれぞれ $\bar{P}^{(*)}$ メソンおよび核子の質量である。重いクォークの極限では $m_{\bar{P}} = m_{\bar{P}^*}$ であることに注意する。 $C(r)$ と $T(r)$ はそれぞれ中心力およびテンソル力を表す。(詳細については [4, 5, 6] を参照せよ。)

さてハミルトニアン (11) と (12) から何が分かるだろうか。一見この二つのハミルトニアンは異なった形をしているので、両者には何の関係もないように見える。しかし、興味深いことに、次のようなユニタリー変換 $U_{1/2^-}$ と $U_{3/2^-}$ を施すことによって、次のような部分対角化された形に書き直すことができる [7, 8]：

$$\begin{aligned} H_{1/2^-} &\rightarrow U_{1/2^-}^{-1} H_{1/2^-} U_{1/2^-} \\ &= \left(\begin{array}{cc|cc} K_0 - 3C & 0 & 0 & \\ \hline 0 & K_0 + C & -2\sqrt{2}T & \\ 0 & -2\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) & \end{array} \right), \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} H_{3/2^-} &\rightarrow U_{3/2^-}^{-1} H_{3/2^-} U_{3/2^-} \\ &= \left(\begin{array}{cc|cc} K_0 + C & 2\sqrt{2}T & 0 & 0 \\ \hline 2\sqrt{2}T & K_2 + (C - 2T) & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & K_2 - 3C & 0 \\ 0 & 0 & 0 & K_2 + (C + 2T) \end{array} \right). \end{aligned} \quad (14)$$

ここで $U_{1/2^-}$ と $U_{3/2^-}$ は

$$U_{1/2^-} = \begin{pmatrix} -\frac{1}{2} & \frac{\sqrt{3}}{2} & 0 \\ \frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad U_{3/2^-} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\sqrt{6}}{4} & \frac{1}{2} & \frac{\sqrt{6}}{4} \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{\sqrt{2}} & 0 & -\frac{1}{\sqrt{2}} \\ 0 & \frac{1}{2\sqrt{2}} & -\frac{\sqrt{3}}{2} & \frac{1}{2\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad (15)$$

である。式 (13) の右下の部分行列と式 (14) の左上の部分行列は (非対角成分の符号を除いて) 同じである。したがって、 $H_{1/2^-}$ と $H_{3/2^-}$ は共通の固有値をもつことがわかる。したがって、 $J^P = 1/2^-$ と $3/2^-$ の状態は縮退していることが分かる。つまり、この二つの状態は HQS ダブルレットである⁶。

この縮退は偶然に存在するのだろうか？ 実は、この結果は、重いクォークの対称性から (OPEP のようなハドロン有効モデルを経由することなしに) 直接帰結されるのである。前の節で、重いクォークの極限では、HQS ダブルレットあるいはシングレットが存在することを議論した。この議論はハドロンモデルに依らずに一般的に成り立つので、 $\bar{P}^{(*)}N$ のようなハドロン分子系についても成り立つべきである。したがって、 $\bar{P}^{(*)}N$ は、普通のバリオンやメソンに比べて複雑な構造を持っているにも関わらず、HQS ダブルレットであり得るのである [7, 8]。

さらに議論を拡張して、 $\bar{P}^{(*)}$ メソンが原子核に束縛されている状況を考えよう [9]。もっとも原子核中の $\bar{P}^{(*)}$ メソンのダイナミクスは、 $\bar{P}^{(*)}N$ に比べてさらに複雑である。しかし、重いクォークの極限では、HQS ダブルレットあるいはシングレットが存在するのである。実際に、バリオン数無限大の原子核として、

⁶これはユニタリー行列 (15) によって \bar{P} と \bar{P}^* が混合した状態である。

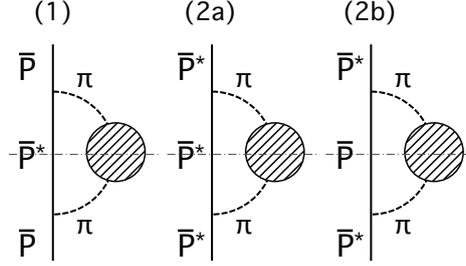


図 1: 核媒質中での $\bar{P}^{(*)}$ メソンの自己エネルギーのダイアグラムを示す [7]。斜線の入った円は核媒質中のパイオンの自己エネルギーである。水平な点破線は中間状態を表す。例えば、(1) について核媒質中で \bar{P} が中間状態として \bar{P}^* に変化することによって \bar{P} と \bar{P}^* の混合が実現されている。

核媒質中の $\bar{P}^{(*)}$ メソンが HQS ダブルレットであることが OPEP を用いて具体的に示された (図 1) ⁷[7]。また、バリオン数 2 の $\bar{P}^{(*)}$ 原子核として、 $\bar{P}^{(*)}NN$ の少数系が HQS ダブルレットであることも示された [10]。このように、重いクォークを含む様々な系においてスピン縮退は非常に一般的な現象であることが分かる⁸。

重いエキゾチックハドロンの内部構造 $\bar{Q}qqqq$ の状態について、Brown muck は $qqqq$ だけではなく $\bar{q}qqqqq$ や $\bar{q}qqqqq$ などの複雑な成分を含む。これまでの基本的な考えは、このような Brown muck の構造は問題ではなく、その全角運動量 \vec{j} が保存されていることが重要であるということであった。つまり、Brown muck というネーミングは「内部構造を問題としない」という発想から与えられたものである。

しかし、 $\bar{Q}qqqq$ の状態が $\bar{P}^{(*)}N$ のようなハドロ分子状態を作っている場合、Brown muck の構造も興味の対象となる。このとき、Brown muck はクォーク (q) とハドロ (N) の構成要素をもつ複合系である。そこで、このような構造をもつ Brown muck について、新しい用語として “Light spin-complex” (あるいは短く “Spin-complex”) と呼ぶことにする [7, 8]。“light” は軽い成分、“spin” はスピン保存、“complex” はクォークとハドロンの複合状態を意味する。今まで見てきた例について、Spin-complex はそれぞれ

$$\bar{P}^{(*)}N : qN + \dots, \quad (16)$$

$$\bar{P}^{(*)}NN : qNN + \dots, \quad (17)$$

$$\text{核物質中の } \bar{P}^{(*)} : qNN^{-1} + \dots, \quad (18)$$

である。ここで N^{-1} は核物質中のホールを表し、“...” は qN などの以外の成分 ($\bar{q}qqN$ や $\bar{q}qqqN$ など) を表す。

Spin-complex は、クォークモデルにおけるクォークやハドロ分子モデルにおけるハドロとは異なる新しい (スピン空間における) 自由度である。重いクォークを含む系においては、クォークやハドロよりもむしろ Spin-complex が基本的な構成要素である。Spin-complex のダイナミクスを調べることは、今後のエキゾチックハドロ研究において重要な課題となるであろう。

$1/m_Q$ 展開における NLO 次に $1/m_Q$ 展開の next-to-leading オーダー (NLO) の効果を考えよう。 $1/m_Q$ 展開の分子にくる典型的なエネルギースケールは $\Lambda_{\text{QCD}} \simeq 200 - 300 \text{ MeV}$ なので、LO に対する NLO の寄与について大雑把な評価をすると、チャームについては $\Lambda_{\text{QCD}}/m_Q = 0.15 - 0.23$ ($m_c = 1.3 \text{ GeV}$) であり、ボトムについては $\Lambda_{\text{QCD}}/m_Q = 0.04 - 0.06$ ($m_b = 4.7 \text{ GeV}$) である。HQET における NLO の具体的な項は式 (6) で与えられる。それではハドロ有効ラグランジアンにおいて NLO はどのようにして与えられるのだろうか? ここでは議論の詳細に触れずに大まかなスケッチを与える。

⁷ $\bar{P}^{(*)}N$ のときと同様に、核媒質中でも \bar{P} と \bar{P}^* の混合が HQS ダブルレットの実現に重要な役割を果たす。

⁸ 最近、スピンとアイソスピンが相関をもつエキゾチックな核媒質でもスピン縮退が存在することが議論されている [11]。

質量 M をもつ重い粒子の運動量 p^μ について速度 v^μ のフレーム (v -フレーム) を与えて on-mass-shell 部分 (Mv^μ) と off-mass-shell 部分 (k^μ) を分離する⁹ ($p^\mu = Mv^\mu + k^\mu$)。しかし、 $1/M$ の一次のオーダーを含めて考えるとフレームの選び方は一意的ではない。つまり、 v^μ の代わりに速度 $w^\mu = v^\mu + q^\mu/M$ をもつフレーム (w -フレーム) を考えることもできる。ここで q^μ は小さな運動量であり $\mathcal{O}(v \cdot q) = q^2/M$ とする。このとき、 $w^2 = (v + q/M)^2 = v^2 + \mathcal{O}(1/M^2)$ なので、 $\mathcal{O}(1/M)$ では w^μ は v^μ と同じ規格化をもつことに注意する。このような変換を velocity-rearrangement という [15, 16]。 v -フレームで定義された重いハドロン場 $H_v(x)$ を考えよう。これは、 w -フレームで定義された $H_w(x)$ とローレンツ変換を通じて結ばれている。 $1/M$ 展開の NLO を含めたハドロン有効ラグランジアンは、 $\mathcal{O}(1/M)$ を含めたローレンツ変換に対する不変性 (velocity-rearrangement 不変性) によって制限される。これは非常に一般的な議論であり、場の形式 (スピンなど) に依存しない。したがって、重いクォークにおける HQET (4) についても成り立つ。

ただし、ハドロン有効理論について、NLO を含めた有効ラグランジアンの構築はそれほど単純ではない。というのは、 $H_v(x)$ と $H_w(x)$ のローレンツ変換はやや複雑な形をしているので、有効理論としてローレンツ不変な項を見つけることは容易ではないからである。例えば、 $Q\bar{q}$ メソンの場合、 $H_v(x)$ と $H_w(x)$ は

$$H_v(x) = \left(H_w(x) - \frac{1}{2M} [\not{q}, H_w(x)] \right) e^{-iq \cdot x} + \mathcal{O}(1/M^2), \quad (19)$$

のように関係しており、丸括弧中の第二項が存在するために velocity-rearrangement 不変な項を見つけるのは簡単ではない。そこで有用な方法として、 $H_v(x)$ や $H_w(x)$ の代わりに

$$\mathcal{H}_v = H_v + \frac{1}{2M} \left(i\overleftrightarrow{D}H_v - H_v i\overleftrightarrow{D} - 2v \cdot iDH_v \right) + \mathcal{O}(1/M^2). \quad (20)$$

を定義する。これは、 v -フレームから w -フレームへのローレンツ変換に対して、

$$\mathcal{H}_v = e^{-iq \cdot x} \mathcal{H}_w + \mathcal{O}(1/M^2), \quad (21)$$

のように位相 ($e^{-iq \cdot x}$) だけ変換するような共変性をもっている。この性質のために velocity-rearrangement 不変な有効ラグランジアンを簡単に構築することができる [15, 16]。

重いハドロンにおける $1/M$ 展開の NLO の項は、($\mathcal{O}(1/M)$ では) HQET における $1/m_Q$ 展開の NLO の項 (式 (6)) と対応する。このように $1/M$ 展開でスピンを破らない項および破る項はそれぞれグルーオンのカラー電場およびカラー磁場に対応している [12, 13, 14]。したがって、ハドロンの $1/M$ 展開の NLO の性質を詳しく調べることはグルーオンの理解に繋がるという意味でも興味深い課題である。(詳しい議論は [17] を参照せよ。)

4 チャームハドロン研究の展望 (チャームバリオンスペクトロスコピー)

これまで、重いクォークの対称性の観点から、 $\bar{Q}qqqq$ のようなエキゾチックなフレーバー構造をもつハドロンについて議論してきた。もちろん重いクォークの対称性はエキゾチックなハドロンのみならずノーマルなハドロンについても適用される。ここでは Qqq のような重いバリオンについて考えよう。このような単純な系を詳しく調べることは、今後のエキゾチックも含めた重いハドロンの研究の重要な基礎を与える。

重いバリオンの全スピンは重いクォークのスピンと軽い成分 (Brown muck; ここでは qq に対応) の全角運動量に分離される。この Brown muck はクォーク数 2 でありカラー $\bar{3}$ 表現なので “ダイクォーク” と呼ぶことにしよう。ただし、この “ダイクォーク” は通常のカクォーク 2 個の状態とはやや異なることに注意する (図 2 を参照)。つまり、通常のカクォークは二つのクォークの相対座標を変数とし、クォークモデルでいうところの ρ モードに対応する。一方で、Brown muck として定義される “ダイクォーク” は、 ρ モードのみならず λ モードも含んでいる。それどころか、クォークモデルでは通常存在しないクォーク-反クォーク成分 ($q\bar{q}$) やさらにグルーオンを含んだ成分 ($q\bar{q}g$) なども含んでいる。このように Brown muck は複雑な形態をもつにも関わらず、重いクォークの極限においてよく定義された状態としてダイクォークの姿を与えることができる。通常のカクォークと区別するために、Brown muck で定義されたダイクォークを “ダイクォーク” のように “ \bar{D} ” を付けて表記する。

⁹式 (2) を参照せよ。

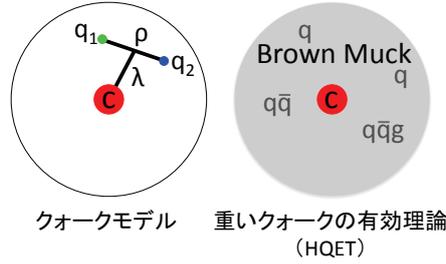


図 2: チャームバリオンについてクォークモデルと重いクォークの有効理論 (HQET) による描像の違い。

Brown muck として定義される“ダイクォーク”の質量スペクトラムを考えよう。HQET から重いハドロンの質量 $H(m_Q, J)$ は $1/m_Q$ 展開として与えられる [1, 2] :

$$H(m_Q, J) = m_Q + \bar{\Lambda} - \frac{\lambda_1}{2m_Q} + 4\vec{S} \cdot \vec{j} \frac{\lambda_2(\mu)}{2m_Q} + \mathcal{O}(1/m_Q^2). \quad (22)$$

ただし、 m_Q は重いクォークの質量、 $J = j \pm 1/2$ (j は Brown muck の全角運動量) はハドロンのスピンである。右辺の展開式において、 $\bar{\Lambda}$ は HQET の LO 項 (式 (5)) に、 λ_1 と $\lambda_2(\mu)$ は NLO 項 (式 (6)) に起因する定数であり、ハドロンの波動関数を用いて与えられる非摂動的な量である。Brown muck は重いクォークの極限 ($m_Q \rightarrow \infty$) で与えられるので、“ダイクォーク”の質量を (LO における) $\bar{\Lambda}$ で定義する。

原理的には $\bar{\Lambda}$ を QCD から計算することは可能であるが、ここでは異なるアプローチを考える。すなわち、式 (22) の左辺において、重いハドロンの質量 $H(m_Q, J)$ が与えられたとして、逆算より右辺の $\bar{\Lambda}$ を ($\mathcal{O}(1/M^2)$ の誤差を含めて) 求める。重いハドロンの質量として、理論としてクォークモデルで予言されている値と実験で測定されている値の二通りを考える [8]。ただし、クォークモデルの予言値については Roberts と Pervin による数値結果 [18] を用いる。

図 3 に示すように、クォークモデルの予言から様々な質量、全角運動量とパリティ j^P 、フレーバー構造¹⁰もつ多くの“ダイクォーク”が存在することがわかる。一方で、現在の実験の情報で同定される“ダイクォーク”の状態はごく僅かである。理論の議論の進展とともに今後の実験データの増加によって、“ダイクォーク”の構造が解明されることになるだろう¹¹。

同様の議論はエキゾチックバリオンについても適用可能である。 $\bar{P}^{(*)}N$ 分子に含まれる Spin-complex Nq についての質量スペクトラムを図 3 に示す。このように、重いハドロンに含まれるカラー非一重項の状態 (“ダイクォーク” qq や Spin-complex Nq など) の性質を詳しく調べることは重いハドロンの重要な研究課題の一つであろう。

5 まとめ

本発表では重いクォーク対称性に基づいて HQS ダブルレットおよびシングレットがどのようなハドロン状態 (ハドロン分子や核媒質中のハドロン) においても存在することを議論した。ハドロン有効理論の観点からは、 $\bar{Q}q$ メソンについて \bar{P} メソンと \bar{P}^* メソンの混合が HQS ダブルレットとシングレットの形成に重要な役割を果たす。重いクォークが QCD において果たす役割を追求することは、J-PARC や KEK-Belle(II) などの今後の実験研究との進展とともに今後のハドロン物理の重要な課題のひとつである。

¹⁰SU(3) フレーバーについて反対称表現 $[q_1q_2]$ と対称表現 (q_1q_2) の二通りが考えられる。

¹¹例えば、クォークモデルのようなコンパクトなクォーク状態のみならずハドロン分子 ($D^{(*)}N$ など) のような広がった状態が混じる場合に、“ダイクォーク”の質量スペクトラムがどのように変わるのかを調べることは興味深い課題である。

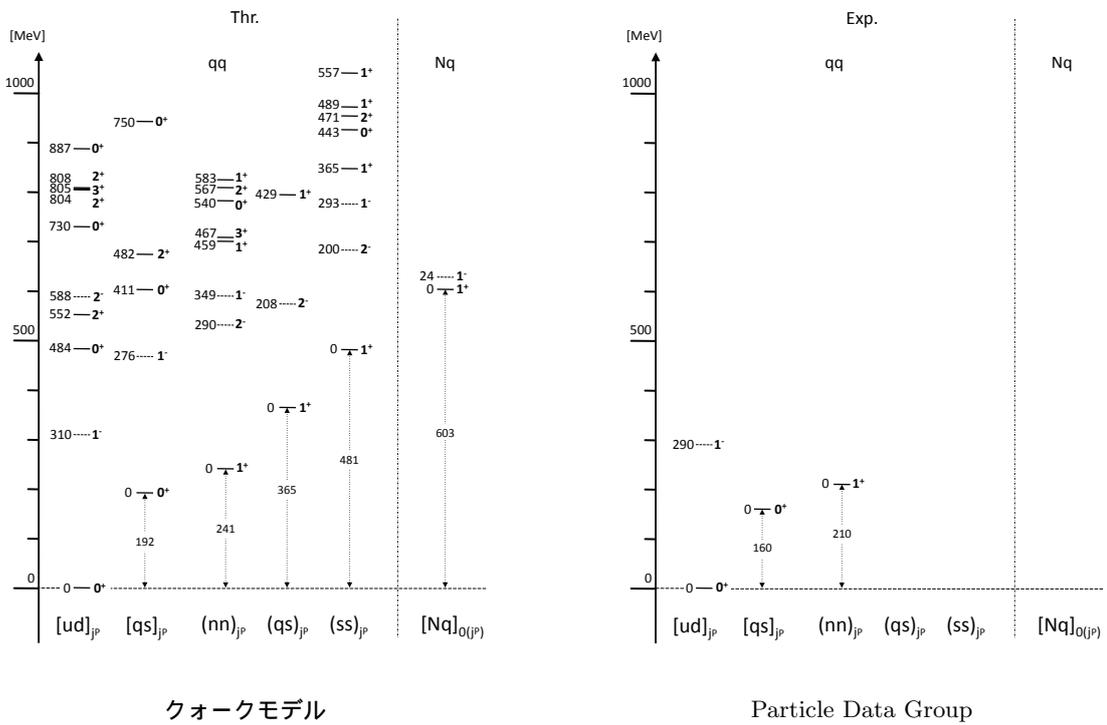


図 3: 重いバリオンにおける Brown muck としての “ダイクォーク” 質量スペクトラムを示す [8]。質量を表す横線の左の数字は質量 (MeV)、右側は全角運動量とスピン j^P を表す。クォークモデルについては Roberts and Pervin の数値結果 [18] を用いて $\bar{\Lambda}$ を求めた。 $\bar{P}^{(*)}N$ 分子における Nq についても同様に示す。

謝辞

本研究は保坂淳氏（阪大 RCNP）、須藤和敬氏（二松学舎大）、兵藤哲雄氏（京大基研）、大古田俊介氏（阪大 RCNP）、山口康宏氏（阪大 RCNP）との共同研究に基づきます。

References

- [1] A. V. Manohar and M. B. Wise, *Camb. Monogr. Part. Phys. Nucl. Phys. Cosmol.* 10 (2000) 1.
- [2] M. Neubert, *Phys. Rept.* 245 (1994) 259.
- [3] R. Casalbuoni, A. Deandrea, N. Di Bartolomeo, R. Gatto, F. Feruglio and G. Nardulli, *Phys. Rept.* 281 (1997) 145.
- [4] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. D* 80 (2009) 034008.
- [5] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, *Phys. Rev. D* 84 (2011) 014032.
- [6] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, S. Yasui and A. Hosaka, *Phys. Rev. D* 85 (2012) 054003.
- [7] S. Yasui, K. Sudoh, Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, A. Hosaka and T. Hyodo, *Phys. Lett. B* 727 (2013) 185.
- [8] Y. Yamaguchi, S. Ohkoda, A. Hosaka, T. Hyodo and S. Yasui, arXiv:1402.5222 [hep-ph].
- [9] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. C* 87 (2013) 015202.
- [10] Y. Yamaguchi, S. Yasui and A. Hosaka, arXiv:1309.4324 [nucl-th].
- [11] D. Suenaga, B. -R. He, Y. -L. Ma and M. Harada, arXiv:1403.5140 [hep-ph].
- [12] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman, N. G. Uraltsev and A. I. Vainshtein, *Phys. Rev. D* 52 (1995) 196.
- [13] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman and N. Uraltsev, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 47 (1997) 591.
- [14] M. Neubert, *Phys. Lett. B* 322 (1994) 419.
- [15] M. E. Luke and A. V. Manohar, *Phys. Lett. B* **286**, 348 (1992) [hep-ph/9205228].
- [16] N. Kitazawa and T. Kurimoto, *Phys. Lett. B* **323**, 65 (1994) [hep-ph/9312225].
- [17] S. Yasui and K. Sudoh, *Phys. Rev. C* 89 (2014) 015201.
- [18] W. Roberts and M. Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* 23 (2008) 2817.