

# 格子QCDを用いたクォーク・ハドロン物理学の研究

菅沼 秀夫 京都大学 大学院理学研究科

市江 博子 東京工業大学 大学院理工学研究科

高橋 徹 京都大学 基礎物理学研究所

興治 文子 日本大学 理工学部

## 1. QCD: 強い相互作用の基礎理論による極微な世界での多様性の形成

現代の素粒子物理学における標準理論は、電弱統一理論と量子色力学(QCD)とで構成されている。強い相互作用の基礎理論であるQCDは、クォーク場  $q(x)$  とグルーオン場  $A^\mu(x)$  を基本的自由度とするSU(3)の非可換ゲージ理論として 極めてシンプルな理論的形式で記述される。 実際、QCDのラグランジアンは、たったの1行で

$$L_{\text{QCD}} = -\frac{1}{2} \text{tr} (G_{\mu\nu} G^{\mu\nu}) + \bar{q}(i\gamma_\mu D^\mu - m)q$$

と書き表すことができる[1]。ここで  $D^\mu = \partial^\mu + igA^\mu$  はカラーSU(3)の共変微分、  $G^{\mu\nu} = [D^\mu, D^\nu]/ig$  は “カラー電磁場” に対応する場の強さ、  $g$  はゲージ結合定数である。(尚、カラーSU(3)に対する非可換ゲージ場である “グルーオン場の導入” と “QCDの定式化” は、ハン・南部によるカラー自由度の導入 [2]直後の1966年に、南部陽一郎博士によって初めて為された[1]。)

QCDは、そのシンプルなフォームとは対照的に、ミクロな階層で実に多様な現象の宝庫になっている。その鍵となるのは、ゲージ場の非可換性に由来する低エネルギー領域での強結合性である。この強い相互作用は 真空の構造や性質さえも変質させてしまうほどに強力であり、その結果もたらされる現象は極めて非自明で多岐に亘っている。図1は、QCDの物理の概略を図式的に表したものである[3]。

QCDの場合、QEDでの電子場とは異なり、クォーク場  $q(x)$  は、(赤、青、緑)という3種類のカラー電荷を持ち、3成分の列ベクトルで表される。従って、QCDのゲージ場であるグルーオン場は、このカラー空間に作用する  $3 \times 3$  の行列  $A_\mu(x) = A_\mu^a(x) T^a$  で表され、 $[A^\mu, A^\nu] \neq 0$  という非可換性から、 $L_{\text{QCD}}$  には  $A^\mu$  の3点、4点局所相互作用として “グルーオン場の自己相互作用” が現れる。即ち、QEDでの光子の

電気的中性とは異なり、グルーオンはカラー電荷を有する。その物理的帰結として、グルーオン場の量子効果により QCDの結合定数  $g$  が高エネルギー(近距離)領域では小さくなるという “漸近的自由性” がもたらされる。この性質の為に、高エネルギー領域では クォークやグルーオン間の相互作用が弱まり摂動論が有効になる。

## 2. QCDの非摂動的性質: “真空”を変え、クォークを閉じ込め、質量を作り出す

QCDの漸近的自由性は、他方、低エネルギー領域で極めて著しい強結合性をもたらす。その強結合性は、“真空” そのものの性質を大きく変化させ、その結果、真空自身が複雑な構造を有するようになる。例えば、QCDの真空では、 $\langle \bar{q}q \rangle \approx -(250\text{MeV})^3$  の様に クォークと反クォークの対凝縮が起こるなど、クォークやグルーオンが 真空中に “凝縮” した状態になっている。このような真空の変質と関連して、QCDでは 摂動論の枠を越えた非摂動的現象が現れる。

低エネルギー領域でのQCDの強結合性に起因する顕著な非摂動的物理現象としては、“カラーの閉じ込め” [4] と “カイラル対称性の自発的破れ” [5] がまず挙げられる。カラーの閉じ込めは、クォークやグルーオンなどのカラー荷を有する粒子が単独で現れない現象であり、カイラル対称性の自発的破れは、アップ、ダウン(u, d) または ストレンジ(s) クォークの小質量に起因するグローバルな対称性が、物理的に安定な真空状態では自発的に破れている現象である。

カラーの閉じ込めは、物理的に現れ得るハドロンに対して必然的に複合粒子性をもたらす。実際、ハドロン中では、クォーク・反クォーク間、あるいは、3つのクォーク間のカラー電束は1次元的に絞られ [6-8]、系はストリングのように振舞う [9]。

カイラル対称性の自発的破れは、クォーク・レベ

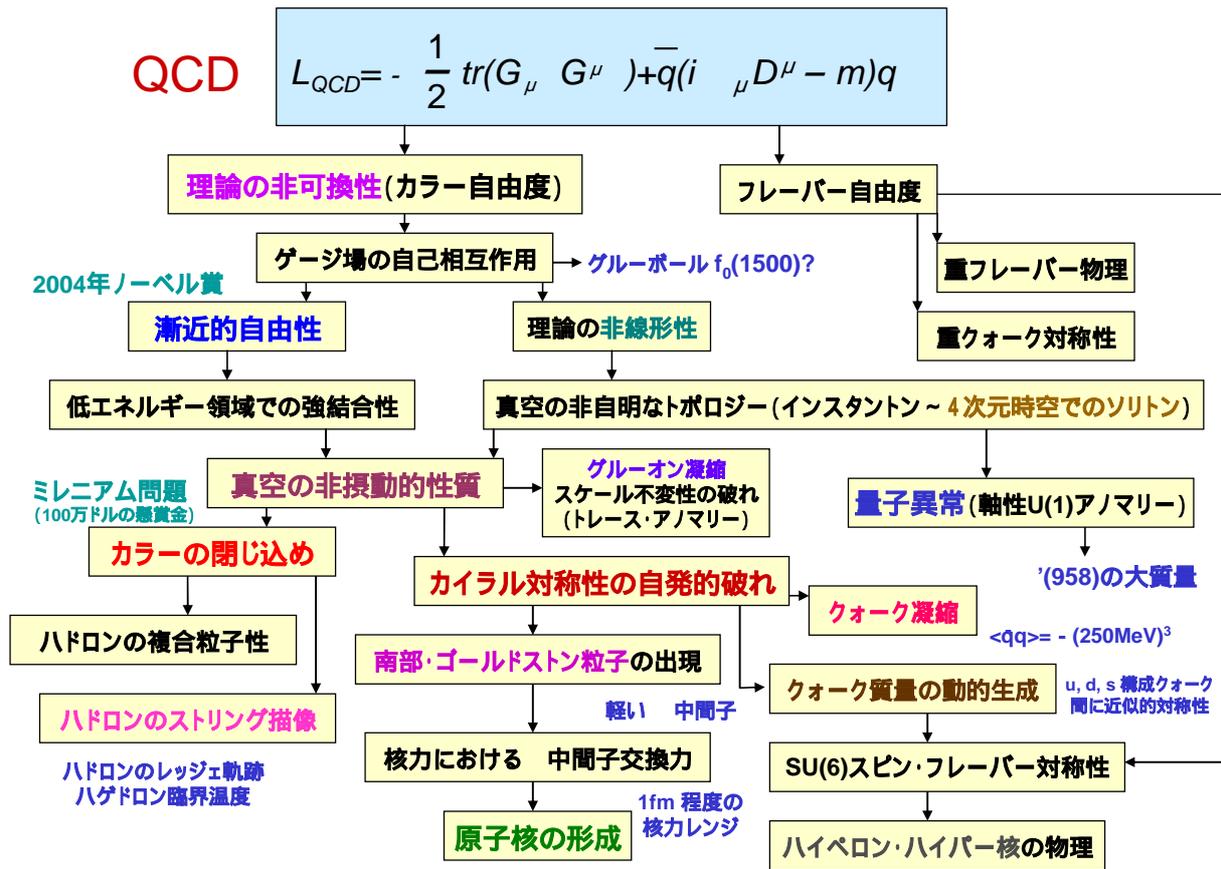


図1: QCD物理の概略: 単純な1つの“式”から、数百種類ものハドロンと共に、極微な階層での多様な世界が作り出される。

ルでは、クォーク質量の動的生成をもたらす。核子を構成する u、d クォークの場合、QCDのラグランジアン  $L_{QCD}$  に現れるクォークのカレント質量  $m$  は数MeV程度であるが、カイラル対称性の自発的破れを通じて、クォークは350 MeV程度の有効質量を獲得する。これは最近の格子QCDによるクォーク質量関数の計算からも示されている。つまり、クォークは強結合的な低エネルギー領域では350 MeV程度の動的質量を有し、これが核子の約940 MeVという大きな質量を与えらる。従って、ダークマター等を除けば、この世界を構成している物質質量のほとんどは、QCDによる強い相互作用の結果生じているとも言える。

また、元来10倍以上異なっていた u、d クォークと s クォークの質量比は、カイラル対称性の自発的破れの結果同程度になる為、近似的に SU(3)のフレーバー対称性やSU(6)スピン・フレーバー対称性が成立し、これがハイペロンやハイパー核の物理の基礎

を形作る。

一方で、カイラル対称性の自発的破れは、南部・ゴールドストーン(NG)粒子として、約140MeVの軽いパイ中間子をもたらす。これが1fm程度という核力のレンジを規定し、このスケールが原子核のサイズや性質を決定する重要な要素として原子核の物理へと繋がっていく。

他にも、グルーオン場の自己相互作用の出現に伴って、理論には古典的なレベルでも非線形性が現れる。その結果、QCDはユークリッド時空において非自明な位相的ソリトン解であるインスタントン解を持ち、QCD真空は非自明なトポロジーを有する。その効果は、軸性U(1)アノマリーという量子異常として、対称性のあらわな破れを引き起こし、NG粒子として軽いはずの中間子に対して958MeVという陽子以上の大質量を与える。

このように、QCDは極めて単純な1つの式から出発して様々な興味深い物理的現象を次々と連鎖的

に誘起している。

### 3. 格子QCD：強い相互作用の第一原理計算と「数百万重積分という近似」

低エネルギー領域でのQCDは、その強結合性の為に摂動論的手法は適用できず、その理論的解明は、現代物理学に残された最重要課題の1つとして位置づけられている。特にクォークのカレント質量  $m$  がゼロというカイラル極限においては(物理単位を決めるスケール・パラメータを除いて) QCDはパラメータを全く含まない純粋な数学的理論であり、その数理解法は数学上の重要な課題にもなっている。事実、“QCDに対する数学的解法”は、「ミレニアムの7問題」の1つとしてとりあげられ、リーマン予想などと共に、100万ドルの懸賞金が掛けられている[10]。

QCDの数学的な研究や、近似的な有効モデルによる研究に加えて、最近では、計算機技術の飛躍的進歩に呼応して、格子QCDによる“非摂動的QCDの数値的解析”が極めて重要な研究方法になってきている。

格子QCDの歴史は意外に古く、ノーベル物理学賞受賞者のウィルソン等が1974年に定式化し、1980年頃クロイツが格子QCDの数値計算に成功して以降、“強い相互作用の第一原理計算”として、その有効性を徐々に発揮してきた[6]。

QCDの量子的情報を全て含んでいる“QCDの生成汎関数”は、ユークリッド計量では、

$$\begin{aligned} Z_{\text{QCD}} &= \int Dq D\bar{q} DA \exp(-S_{\text{QCD}}) \\ &= \int Dq D\bar{q} DA \exp\{-\int d^4x L_{\text{QCD}}(q, \bar{q}, A)\} \end{aligned}$$

という経路積分 即ち「無限重積分」で表される。格子QCDでは、4次元時空間を有限格子状に離散化することにより、経路積分を「数百万重積分」程度の有限重積分に近似し、それを数値的に評価する。例えば、格子サイズが  $16^4$  の格子QCDでは、グルーオン場  $A_\mu^a(x)$  の自由度の数は、 $16^4 \times 4 \times 8 = 2,097,152$  であり、従ってグルーオン場のみのQCDの経路積分でも約200万重積分で表される。

さて、数百万重積分の計算となると、単純な計算方法では、スーパーコンピュータを用いても実行不可能である。1次元積分  $\int f(x)dx$  の場合は、例えば、座標軸上に  $N$  個の代表点  $x_i (i = 1, 2, \dots, N)$  を取り、代表点における被積分関数の値  $f(x_i)$  を計算し、

それら  $N$  個の値を足し上げることで積分を数値的に評価できる。単純にこの方法を用いると、例えば、100万重積分の場合には、“ $N$  の100万乗”、即ち、 $N^{1,000,000}$  個もの被積分関数を計算し、足し上げる作業が必要になる。これは、絶対に実行不可能である。

そこで、格子QCD計算では、被積分関数の指数関数部分  $\exp(-S_{\text{QCD}})$  を“確率的な重み因子”とみなして、この因子を含む乱数のモンテカルロ計算を行なうことで、数百万重積分を効率的に評価し、QCDの生成汎関数等を計算している[6]。尚、格子QCD計算において、指数関数部分  $\exp(-S_{\text{QCD}})$  を確率因子とみなす為には、 $S_{\text{QCD}}$  が非負の実数となる ユークリッド計量の使用は本質的である。

実際の格子QCDモンテカルロ計算においては、“シミュレーション時間  $t$ ”を導入し、格子化された時空の各点での場  $A_\mu^a(x)$  の値を、 $t$  に沿って繰り返し 適当な確率で変化させ、QCDの生成汎関数に従う場の配位  $\{A_\mu^a(x)\}$  の“統計的集合(アンサンブル)”を作り出す。その際、QCDが“局所場の理論”であり、相互作用が局所的(即ち、近接相互作用)であることが、重要な鍵になっている。

つまり、格子時空上のある1点  $x_L$  での場  $A_\mu^a(x_L)$  の変化に対しては、QCD作用  $S_{\text{QCD}}$  の変化はその点  $x_L$  を含む局所的な領域に限られ、その変化量  $S_{\text{QCD}}$  が格子場理論では簡単に計算できる。この  $S_{\text{QCD}}$  の情報を基に、統計物理学における「詳細釣り合いの原理」などを巧みに利用することによって、各点での場  $A_\mu^a(x)$  の変化が統計的に適切になるようコントロールし、場の配位  $\{A_\mu^a(x)\}$  に対する統計的集合を構成していくのである。

格子QCD計算の枠組みでは、“物理量の量子的な期待値”は、数値的に得られた場の配位  $\{A_\mu^a(x)\}$  に関する“アンサンブル平均”として「統計的に」計算することができる。

この格子QCD理論を用いて、これまでに、様々な量子数のハドロンの質量、クォーク間ポテンシャル、クォーク凝縮などの真空期待値、クォークやグルーオンの伝搬関数、QCD相転移の臨界温度など、多くの重要な非摂動的物理量の計算が為され、QCD物理の理論的解明に大きく寄与している[6]。

なお、格子QCD理論 ないし 格子ゲージ理論は、“強い相互作用の第一原理計算”を与えると同時に、数学及び物理学の極めて一般的な内容をも含んでおり、現在では、素粒子物理・ハドロン核物理・物性

物理（特にスピン系）・計算機物理を横断する、学際的でユニークな研究分野に発展しつつある。

次節では、著者らが 大阪大学のスーパーコンピュータ NEC-SX5 を用いて行なった格子QCD研究のうちから、世界的にも注目を集めている “ハドロン中でのクォークを閉じ込める力” に関する最近の研究を幾つか紹介する。

#### 4 . ハドロン中でのクォークを閉じ込める力とカラー・フラックス・チューブ描像

QCDが示す非摂動的現象のうち、カイラル対称性の自発的破れが、自発磁化、超伝導現象から電弱統一理論まで 幅広い階層に亘って見られる普遍的な現象に分類されるのとは対照的に、クォークなどのカラーを持つ粒子が単体では現れず、ハドロンの内部に閉じ込められるという現象は、およそ非摂動的QCD以外には類を見ないユニークな物理現象である。

近年、著者らのグループは、クォーク多体系も含めて、“ハドロン中でのクォークの閉じ込め力” および 閉じ込めの様相に対して、格子QCDによる系統的な研究を行ない、それらの様相を明らかにした [7,8,11]。

中間子に対応するクォーク・反クォーク(Q $\bar{Q}$ )間の静的ポテンシャル  $V_{Q\bar{Q}}(r)$  については、これまでに多くの格子QCD研究が為されてきた。図2は 複数グループの最近の研究結果を総合したものであり、 $V_{Q\bar{Q}}(r)$  に対する格子QCD計算の結果は “クーロン + 線形ポテンシャル” という関数形で再現できる [7,12]。

この線形ポテンシャルの出現は、電磁気学でのコンデンサーの場合 ( $V = Ed$ ) に幾分 類似しており、物理的には、 $Q\bar{Q}$ 間のカラー電束が 3次元的には拡がらずに、1次元状に絞られ、“カラー・フラックス・チューブ” が形成されることに対応する。実際、静的な  $Q\bar{Q}$ 系でのカラー電磁場に対する格子QCD計算からも、 $Q\bar{Q}$ 間のカラー・フラックス・チューブの形成などが検証されている [6]。

核子などバリオンの性質と密接に関連する 3クォーク (3Q) 系のポテンシャル  $V_{3Q}$  については、近年、著者らが格子QCDを用いた高精度で詳細な計算を実行し、3クォーク系でのクォークの閉じ込め力が “Y型の線形ポテンシャル” に従うことを明らかにした [7]。

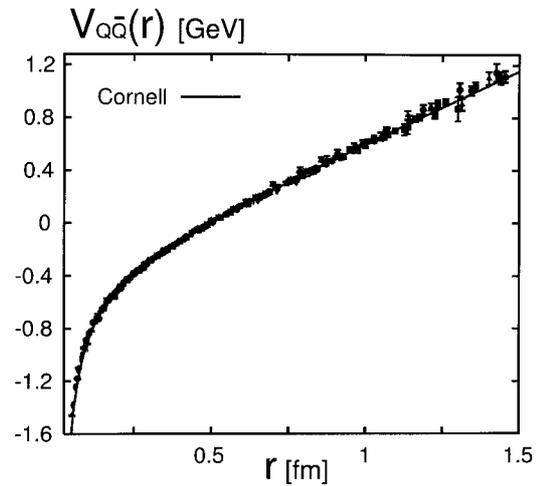


図2：格子QCDによるクォーク・反クォーク間ポテンシャル  $V_{Q\bar{Q}}(r)$  の計算結果 [7,12]。クォーク・反クォーク対が生成しないクエンチ近似の場合。実線は、クォークoniumの実験データの解析から得られる現象論的なコーネル・ポテンシャル。下図はクォーク・反クォーク系でのカラー電束に対する概念図。

具体的には、 $\beta \equiv 2N_c / g^2 = 5.7, 5.8, 6.0, 6.2$  という、格子間隔の異なる4種類の格子系を用いて、総計 300 以上の異なる配位の3クォーク系に対して “3クォーク・ウィルソン・ループ” の格子QCD計算を行ない、それらの詳細な解析から、3クォーク・ポテンシャル  $V_{3Q}$  が、

$$V_{3Q} = -A_{3Q} \sum_{i < j}^3 \frac{1}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + \sigma L_{\min}$$

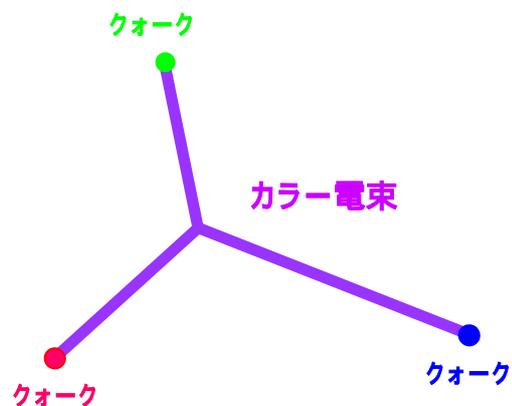


図3：3個のクォークを結ぶ最短のストリング。各ストリングは互いに  $120^\circ$  の角をなす。3クォーク系における閉じ込めポテンシャルは、この最短連結のストリングの長さの総和  $L_{\min}$  に比例する。

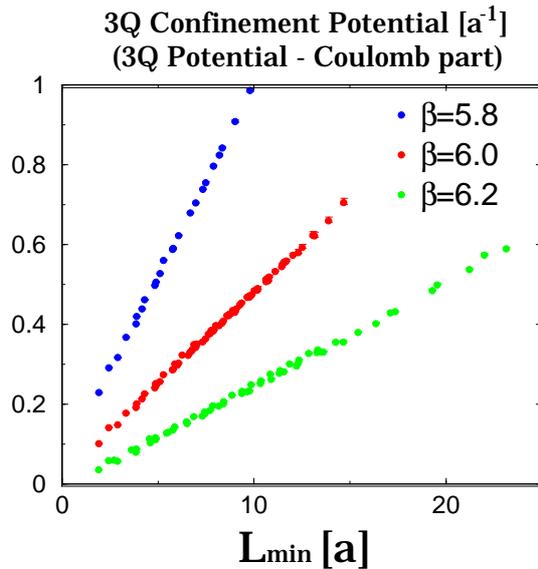


図4：格子QCD計算で得られた3クォーク・ポテンシャルの閉じ込め部分。格子間隔  $a$  の異なる3種類の格子系を用いて、300以上の異なる配位の3クォーク系に対して行なった計算結果。  $L_{\min}$  は3個のクォークを最短で繋ぐストリングの長さの和。  $a$  を単位にしている為 毎に傾きは異なって見えるが、通常単位に換算すると  $V_{3Q}^{\text{conf}} \approx \sigma L_{\min}$  が成り立つ。

で与えられることを示した[7,11]。ここで、右辺の第1項は1グルーオン交換(OGE)による2体の“クォーク・ポテンシャル項”であり、第2項がクォークに対する“閉じ込めポテンシャル”である。なお、  $L_{\min}$  は、図3のように、“3個のクォークを最短で繋ぐストリング”の長さの総和であり、  $\sigma \approx 1\text{GeV/fm}$  は、ハドロン弦の張力 即ち 閉じ込め力を表す。

図4は、非摂動的な閉じ込め力を見るために、摂動的QCD等で比較的良く分かっている2体のクォーク部分を差し引いて、閉じ込め部分のみを抽出した“3クォーク閉じ込めポテンシャル”  $V_{3Q}^{\text{conf}}$  に対する格子QCD計算の結果である[11]。格子間隔  $a$  に対応する 毎に  $V_{3Q}^{\text{conf}}$  と  $L_{\min}$  との線形的な関係が明確に見て取れる。尚、  $a$  を単位とする格子単位から通常物理単位に直すと、どの に対しても、

$$V_{3Q}^{\text{conf}} \approx \sigma L_{\min}$$

が成り立つ。

3クォーク系の場合、最短連結するストリングは、図3の様に、通常Y型の形状をとるので、このような閉じ込めポテンシャルを、“Y型の線形ポテンシャル”と呼ぶ。これは、3体力であり 勿論 非中心力である。

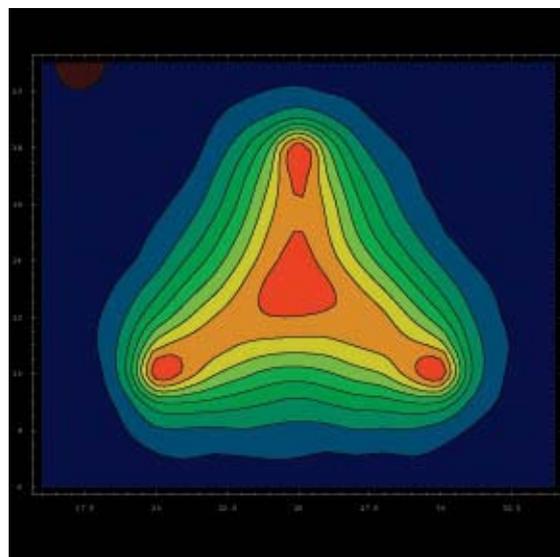
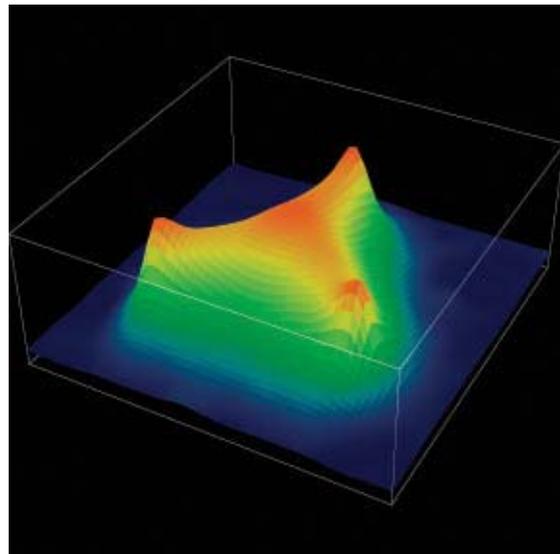


図5：クォークが3個存在する場合のグルーオン場のエネルギー密度に対する格子QCD計算の結果[8]。(最大アーベリアン射影を用いた計算。)3個のクォーク間にY型のカラー・フラックス・チューブの形成が見られる。

因みに、多くの物理系で、3体力のほとんどすべてが 高々2体力からの高次補正に過ぎないのに対して、3クォーク系に作用する閉じ込め力は、QCDのカラーSU(3)の構造に根ざした、自然界に現れる「唯一の基本的な3体力」であり、この点も非摂動QCDの物理が与えるユニークな特徴の1つである。

この様に、3クォーク系での閉じ込めポテンシャルは、3個のクォークを最短で結ぶストリングの長さの和に比例しており、これは3クォーク間に“Y型のカラー・フラックス・チューブ”が張られるという物理的描像を与える。

尚、クォークが3個存在する系でのグルーオン場

(カラー電磁場)のエネルギー密度に対する格子QCD計算も近年実行されており、図5の計算結果が示す様に、“Y型のカラー・フラックス・チューブの形成”に対する直接的な検証も為されている[8]。

## 5. クォーク多体系における閉じ込めの力とエキゾチック・ハドロンへのアプローチ

QCDは、現在知られているだけでも数百種類ものハドロンを複合粒子として作り出す。その多くはクォーク模型で分類され、クォーク・反クォーク( $Q\bar{Q}$ )からなる中間子と3個のクォーク(3Q)からなるバリオンで記述される。第一原理であるQCDに基づけば、これら $Q\bar{Q}$ や3Q以外の組成を持つ「エキゾチック・ハドロン」も原理的には存在可能であるが、明らかにエキゾチックな量子数を持つハドロンはこれまで発見されていなかった。

それ故、2003年のSPRING-8(LEPS)、DIANA、CLAS、SAPHIRなどでの一連の実験によるペンタクォーク $^+(1540)(uudds)$ 等の発見の報告は衝撃的であった[13]。

更に、2004年以降、KEK(Belle)、SLAC(BaBar)等で、B中間子の崩壊実験から、チャーム(c)クォークを含むハドロンのうち、X(3872)、Y(3940)、 $D_{s0}(2317)$ など単純な $cc\bar{c}$ では説明できない「新種のハドロン」が次々に発見され、その結果“マルチクォークの物理”が活気を呈しつつある[14]。

当然の事ながら、これらマルチクォーク系に対する「ハミルトニアン」を与えるには、クォーク間のポテンシャルが必要になる。ところが、クォーク多体系を理解する上で、理論的な基礎となる“多体クォーク系のポテンシャル”は、強い相互作用の基礎理論であるQCDからは、直接に得られていなかった。特に“非摂動的なクォークの閉じ込め部分”に対しては仮設的であり、この部分を明らかにすることは、クォーク多体系を記述する上で極めて重要な課題であった。

この様な背景の下、著者らは、世界で初めて“クォーク多体系でのクォーク間力”に対する系統的な格子QCD研究を実行した[7,11]。その結果、 $Q\bar{Q}$ 系、3Q系、テトラクォーク( $QQ\bar{Q}\bar{Q}$ )系、ペンタクォーク( $QQ\bar{Q}QQ$ )系等の、 $n$ 体クォーク系の静的なクォーク間ポテンシャル $V_{nQ}$  ( $n=2, 3, 4, 5$ )が、

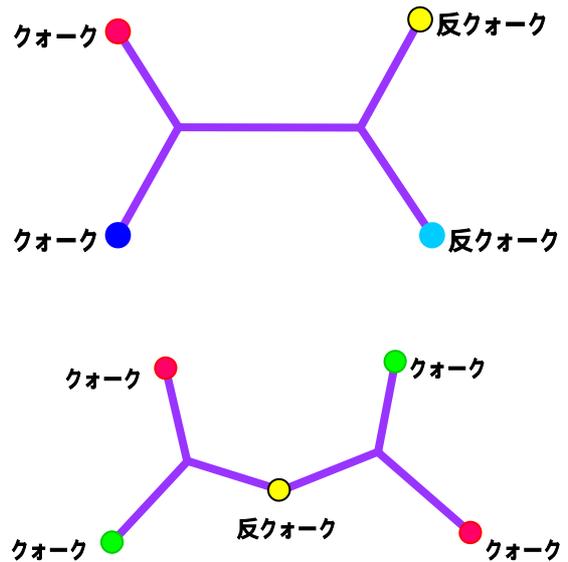


図6：格子QCD計算が示す(クォークの位置を固定した場合の)マルチクォーク系のカラー電束の様相[11]。カラー電束は、クォークを最短で繋ぐストリング上に絞られる。(クォークの運動を許せば、これらは中間子やバリオンに崩壊し得る。)

$$V_{nQ} = \frac{g^2}{4\pi} \sum_{i<j}^n \frac{T_i^a T_j^a}{|\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j|} + \sigma L_{\min}$$

の様に、“1グルーオン交換(OGE)での2体のクーロン・ポテンシャル”と“最短連結ストリングによる線形ポテンシャル”の和で表されることを明らかにした[7,11]。

ここで、 $L_{\min}$ は“ $n$ 個のクォークを最短で繋ぐストリングの長さ”であり、テトラクォーク系やペンタクォーク系の場合、その様なストリングは図6の様にと与えられる。

図7と図8は、それぞれ、テトラクォーク系、ペンタクォーク系における、多体クォーク・ポテンシャル $V_{nQ}$ を、格子QCDを用いて計算した結果である。OGEのクーロン項の $V_{nQ}$ は $L_{\min}$ の多価関数になるが、 $L_{\min}$ が大きく、クーロン項が無視できる領域においては、 $V_{4Q}$ と $V_{5Q}$ の双方とも、 $V_{nQ} \approx \sigma L_{\min}$ が成り立っている。また、数百の異なる配位の多体クォーク系に対して、上式が定量的に良く成立することも示した[11]。

尚、上式に対する物理的解釈としては、以下の様に説明できる。近距離の極限では、QCDの漸近的自由性により摂動論が適用でき、その結果、1グルー

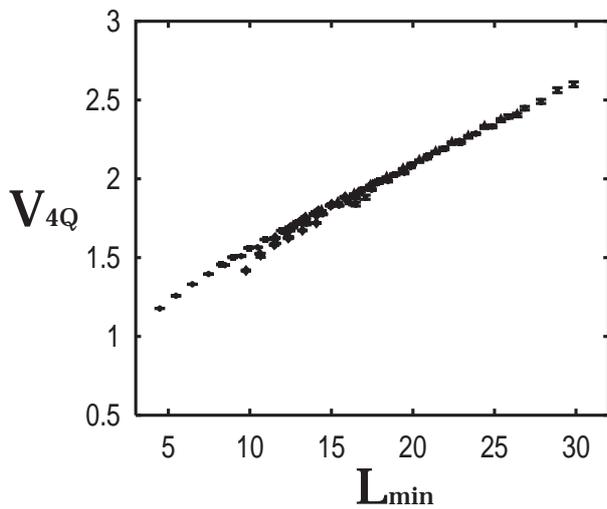


図7:テトラクォーク系のクォーク間ポテンシャルに対する格子QCD計算の結果[11]。 $L_{\min}$ は、クォークを繋ぐ最短連結ストリングの長さ。OGEのクーロン項の為、一般に  $V_{nQ}$  は $L_{\min}$ の多価関数になるが、遠距離領域で顕著になる閉じ込めポテンシャルは  $L_{\min}$  に比例する。

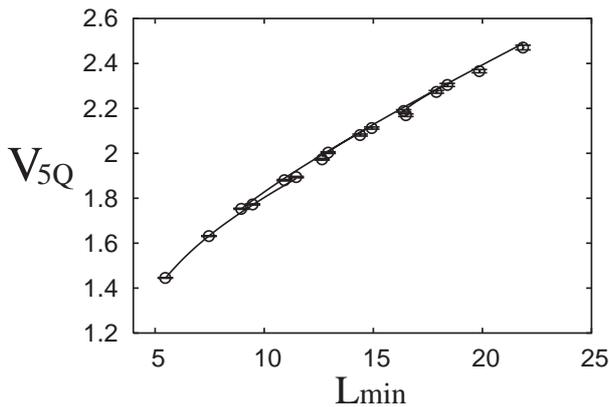


図8:ペンタクォーク系のクォーク間ポテンシャルに対する格子QCD計算の結果[11]。実線は“QGEクーロン+最短連結ストリングによる線形ポテンシャル”に対応する理論曲線。格子QCDの計算結果は、この関数形で良く再現される[11]。

オン交換が主要な寄与を与え、QEDの場合と同様 2体のクーロン・ポテンシャルが支配的になる。一方、遠距離領域では、ハドロン中のクォーク間のカラー電束は1次元的なチューブ状に絞られており、それがクォーク間に線形の閉じ込めポテンシャルを与える。その際、エネルギーが最小になる様に、形成されたカラー・フラックス・チューブは、クォークを最短で繋ぐストリング上に位置する。

これらの格子QCD研究の結果からは、通常の間接子やバリオンのみならず、クォーク多体系において

も、“カラー電束の1次元化”による“カラー・フラックス・チューブ描像”が普遍的に成立すると考えられる。

更に、閉じ込め力である  $\sigma \approx 1\text{GeV}/\text{fm}$  についても、 $\bar{Q}Q$ 系、3Q系、4Q系、5Q系で ほぼ一致しており、中間子、バリオン、マルチクォーク系に亘って“閉じ込め力の普遍性”が見られる[7,11]。

以上の、クォーク多体系に対する格子QCD研究によって明らかになった、“閉じ込め力”と“カラー電束の1次元化”に関する普遍的な性質は、「クォークの閉じ込め機構」などを解明する上でも確かな手掛かりを与える。

尚、何故“カラー電束が1次元状に絞られるのか”という問いに対しては、“超伝導におけるマイスナー効果”および“アプリコソフ渦糸”とのアナロジーに基づいて、1974年 南部らが カラー磁気単極子凝縮による“双対超伝導理論”(超伝導の電場と磁場とを入れ換えた理論)によるクォークの閉じ込め描像を提唱しており[15]、これについても 近年 格子QCDに基づく検証が為されつつある[6]。

著者らの格子QCDの理論研究グループでは、今回紹介した研究以外にも、この数年間に、

- ・存在の有無も含めたペンタクォーク<sup>+</sup>のスピン及びパリティと質量に関する研究[16]
  - ・ハドロン分子状態の候補である (1405) などの“負パリティ・バリオン”の研究[17]
  - ・主としてグルーオンのみで構成される“グルーボール”と有限温度でのQCD相転移の研究[18]
  - ・QCDの非摂動的真空中でのクォークとグルーオンの相関の強さを表す“クォーク・グルーオン混合凝縮”  $g\langle\bar{q}\sigma_{\mu\nu}G^{\mu\nu}q\rangle$ の研究[19]
  - ・QCD真空のトポロジであるインスタントンと閉じ込めとの対応関係についての研究[20]
  - ・最大アーベリアン(MA)ゲージでのグルーオンの伝搬関数とQCDのアーベル化に関する研究[21]
  - ・MAゲージでのQCDのカラー磁気単極子凝縮と双対ヒッグス機構の検証[22]
  - ・カラー磁気単極子カレントの有効理論と閉じ込め及び“コストリッツ・サウレス転移”の研究[23]
  - ・MAゲージでのQCDのアーベル化及びカラー磁気単極子の内部構造とトポロジの研究[24]
- などを、大阪大学のスーパーコンピュータである NEC-SX5 を用いて研究してきた。

QCDの物理は極めて多様であり、対称性の自発的破れ、カラーの閉じ込め、漸近的自由性、量子異常、インスタントンなど、実に多くの物理的概念がこのQCDの物理から発見され、多くの物理的方法の開発を促してきた。その意味で、QCDの物理は、ミクロな階層での物理的新概念・新方法の源泉であり、まだまだ豊富な物理的内容を秘めているはずである。そういった新しい発見を導く上で、スーパーコンピュータを用いた格子QCD計算は、確実に有効な解析手段を与えるはずである。

## 参考文献

- [1] Y. Nambu, in *Preludes in Theoretical Physics*, in honor of V.F. Weisskopf (North-Holland, 1966).
- [2] M.Y. Han and Y. Nambu, *Phys. Rev.* **139**, B1006 (1965).
- [3] 「強い力 - 量子色力学がひらいた統一への系譜」 坂井典佑、菅沼秀夫 他, 数理科学2006年3月号 (サイエンス社).
- [4] カラーの閉じ込めに関する総合的な研究報告集としては、*Color Confinement and Hadrons in Quantum Chromodynamics*, H. Suganuma et al. (ed.) (World Scientific, 2004).
- [5] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, *Phys. Rev.* **122**, 345 (1961); *Phys. Rev.* **124**, 246 (1961).
- [6] 格子QCDに関する最新の教科書としては、H.J. Rothe, *Lattice Gauge Theories*, 3<sup>rd</sup> ed. (World Scientific, 2005).
- [7] T.T. Takahashi, H. Suganuma et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 18 (2001); *Phys. Rev.* **D65**, 114509 (2002); *Phys. Rev. Lett.* **90**, 182001 (2003); *Phys. Rev.* **D70**, 074506 (2004).
- [8] H. Ichie, V. Bornyakov, T. Streuer and G. Schierholz, *Nucl. Phys.* **A721**, 899 (2003); *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **119**, 751 (2003); *Phys. Rev.* **D70**, 054506 (2004).
- [9] Y. Nambu, *Symmetries and Quark Models* (Wayne State University, 1969); *Lecture Notes at the Copenhagen Symposium* (1970).
- [10] 解説書「数学七つの未解決問題」 一松信、松木孝幸 他 (森北出版).
- [11] F. Okiharu, H. Suganuma and T.T. Takahashi, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 192001 (2005); *Phys. Rev.* **D72**, 014505 (2005).
- [12] JLQCD, *Phys. Rev.* **D68**, 054502 (2003); S. Necco, R. Sommer, *Nucl. Phys.* **B622**, 328 (2002); G.S. Bali, *Phys. Rept.* **343**, 1 (2001).
- [13] LEPS Coll., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 012002 (2003); 最近の実験的状况に関するレビューとしては、K. Hicks, *Prog. Part. Nucl. Phys.* **55**, 647 (2005).
- [14] Belle Coll., *Phys. Rev. Lett.* **91**, 262001 (2003); *Phys. Rev. Lett.* **94**, 182002 (2005).
- [15] Y. Nambu, *Phys. Rev.* **D10**, 4262 (1974).
- [16] N. Ishii, T. Doi, M. Oka, H. Suganuma et al., *Phys. Rev.* **D71**, 034001 (2005); *Phys. Rev.* **D72**, 074503 (2005).
- [17] Y. Nemoto, N. Nakajima, H. Matsufuru and H. Suganuma, *Phys. Rev.* **D68**, 094505 (2003).
- [18] N. Ishii, H. Suganuma and H. Matsufuru, *Phys. Rev.* **D66**, 014507 (2002); *Phys. Rev.* **D66**, 094506 (2002).
- [19] T. Doi, N. Ishii, M. Oka and H. Suganuma, *Phys. Rev.* **D67**, 054504 (2003); *Phys. Rev.* **D70**, 034510 (2004).
- [20] M. Fukushima, H. Suganuma, et al., *Phys. Lett.* **B399**, 141 (1997); *Phys. Rev.* **D60**, 94504 (1999). *Prog. Theor. Phys.* **107**, 1147 (2002).
- [21] K. Amemiya and H. Suganuma, *Phys. Rev.* **D60**, 114509 (1999).
- [22] H. Suganuma, H. Ichie, A. Tanaka and K. Amemiya, *Prog. Theor. Phys. Suppl.* **131**, 559 (1998); *Nucl. Phys.* **A670**, 40 (2000).
- [23] H. Ichie, H. Suganuma and A. Tanaka, *Nucl. Phys.* **A629**, 82 (1998).
- [24] H. Ichie and H. Suganuma, *Phys. Rev.* **D60**, 77501 (1999); *Nucl. Phys.* **B548**, 365 (1999); *Nucl. Phys.* **B574**, 70 (2000).