陽子と中性子のスピン構造

柴田利明 〈東京工業大学 152-8551 東京都目黒区大岡山2-12-1 e-mail: shibata@nucl.phys.titech.ac.jp〉

陽子のスピン1/2が，陽子を構成するクォークやグルーオンからどのようにつくられているか，は「陽子のスピンの問題」と呼ばれていて今日の物理学の基本的な問題の1つである．1980年代のEMC実験によって，陽子のスピン1/2に対するクォーク・スピンの寄与がたいへん小さい，ということが発見されたのが発端である．その後，世界の様々な粒子加速器を用いて荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱と偏極陽子-陽子衝突型実験によって研究が行われてきた．その結果，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は約1/3であることが明らかになった．陽子スピンに対するグルーオン・スピンの寄与の測定も行われており，理論研究も進展している．現在の研究がどこまで進んでいるかを解説する．

1. はじめに

1.1 核子のスピン

陽子と中性子（まとめて核子と呼ぶ）は，電子とともに物質の基礎を成す粒子である．陽子がスピン1/2を持つことは水素分子の比熱の測定から1927年に発見された．陽子のスピンは，いろいろなことに応用されている．磁場の測定に水素の核磁気共鳴（NMR）が用いられているが，医療診断の核磁気共鳴画像法（MRI）もその例である．水素原子の陽子と電子のスピンが平行な状態と反平行な状態のエネルギー差から生じる波長21センチの電波は，水素原子の存在を検出するために天文学で使われている．

核子が点状の粒子ではなく空間的な広がりを持つことは，電子-核子の弾性散乱によって測定された．1950年代からの電子-核子弾性散乱断面積の測定により形状因子が導出された．核子に励起状態があることも核子が内部構造を持つことを意味している．核子の磁気双極子モーメントが，点状のスピン1/2の粒子に期待される値から大きくずれていることも，核子が内部構造を持つことを示している．現在では陽子は素粒子ではなく，クォークから構成されていることがわかっている．クォークも核子と同じく，スピン1/2のフェルミ粒子である．宇宙のビッグバン直後にはクォークは自由に飛び回っていたが，10^{-4}秒くらいたったときにクォークから陽子や中性子が形成されたと考えられている．対称性の自発的破れの結果，大きな質量が得られた．どのようにしてスピン1/2の陽子や中性子ができたかは興味深い問題である．

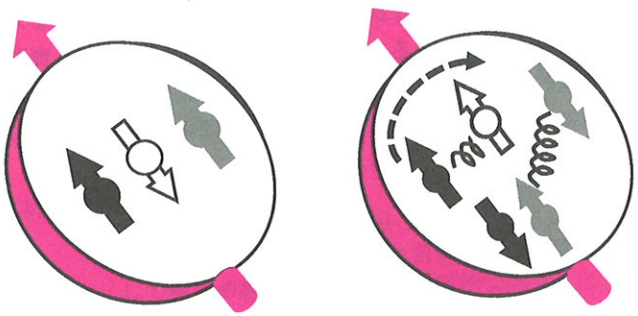

図1 （左）3つのクォークのスピンから成る陽子スピン，（右）クォーク（矢印），グルーオン（らせん）の多体粒子から構成される陽子スピン．破線の矢印は軌道角運動量を示す．

クォーク模型では，陽子は基本的に3個のクォークからなっていると考えるので，図1（左）のように，クォーク2つのスピンが平行で，1つが反平行だと全体としてスピン1/2の陽子を作ることができる．1960年代にクォーク模型が提唱されて以来，このような像が信じられてきたが，1988-89年に発表されたEMC実験の結果[1]は，それを覆すものであった．

クォーク間の強い相互作用を媒介する粒子はグルーオンであり，そのスピンは1である．現在では図1（右）に示すように，陽子はスピンを持つフェルミおよびボース粒子の多体系として，その性質の研究が進められている．本稿では，「陽子のスピンの問題」の端緒となったEMC実験をまず紹介し，次いで荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱と構造関数，クォーク・パートン模型について説明した後に，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与の測定とグルーオン・スピンの寄与の測定について説明する．

1.2 EMCの実験

ジュネーブのCERNのEMC実験グループでは，高エネルギーのミューオンビームと陽子標的の偏極深非弾性散乱により陽子スピンの構造が研究された．偏極深非弾性散乱については後で詳しく述べるが，ビームも標的も縦偏極，すなわちビームの方向にスピンを偏極させて散乱が行われた．ミューオンは電子と同様，構造を持たない点状の粒子なので，陽子の構造を調べる探子として用いられる．100，120，および200 GeVのミューオンビームが用いられた．

EMCは，1988-89年に陽子のスピンに対するクォークのスピンの寄与は（12±9±14）%であるという結果を発表した．[1] 最初の誤差は統計誤差，2番目の誤差は系統誤差である．この結果は，予想に反して，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は小さい，ということを示していた．これは「陽子のスピンの問題」と呼ばれている．その後，世界中の多くの粒子加速器を用いて研究がなされるようになり，1つの研究分野となっている．

EMCよりも前に，1970年代にSLAC[2]で偏極深非弾性散乱が初めて行われたが，その結果は誤差の範囲で陽子のスピンはクォークのスピンによるものであるという描像と矛盾しないものであった．EMCは，測定でカバーする運動学的な領域を広げたために「陽子のスピンの問題」を発見

した．

陽子のスピン 1/2 は

$$S_z = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_z^q + L_z^G \qquad (1)$$

と書くことができる．(1/2)ΔΣはクォーク・スピン，ΔGはグルーオン・スピン，L_z^qはクォークの軌道角運動量，L_z^Gはグルーオンの軌道角運動量のそれぞれ寄与である．クォークやグルーオンは陽子という狭い空間的領域に閉じ込められて運動しているので軌道角運動量を持ち得るため陽子のスピンに寄与する可能性がある．

EMC実験後の優先課題は，クォーク・スピンの寄与の値を更に精度を上げて決定すること，および，グルーオン・スピンの寄与を研究することであった．並行して，クォークやグルーオンの軌道角運動量の寄与の研究手法が開発されてきた．

2. レプトン－陽子偏極深非弾性散乱と構造関数

荷電レプトン（電子ないしミューオン）ビームは固定標的実験のエネルギー領域では，核子標的と電磁相互作用，つまり仮想光子を交換することによって散乱をする．図2には陽子標的の場合を示すが，陽子の中の荷電粒子であるクォークと反応する．この仮想光子は空間的な領域の光子なので，その不変質量の自乗q^2は負の量である．$Q^2 \equiv -q^2$と定義して，以下ではQ^2を用いる．

$x \equiv Q^2/2M\nu$をブヨルケンxと呼ぶ．Mは陽子の質量，νはレプトンからのエネルギー移行である．xは非弾性の程度を表す量であり，0から1の間の値をとる．弾性散乱の場合には$x=1$である．図2のように，標的が高速で動いている座標系で考えると，陽子全体の運動量に対し，反応するクォークが担っている運動量の割合がxである．終状態のハドロン全体の不変質量をWと書くと，核子の共鳴状態を超えるWの値を選び$W>4$ GeV，$Q^2>1$ GeV^{2}を満たす運動学的領域の散乱を**深非弾性散乱**と呼んでいる．

荷電レプトンと核子の深非弾性散乱は図2に示した過程であるから，その断面積はレプトンの流れのテンソル$L_{\mu\nu}$と核子の流れのテンソル$W^{\mu\nu}$の積で表されるが，核子の流れには核子の構造を表す非摂動的な要素が含まれている．

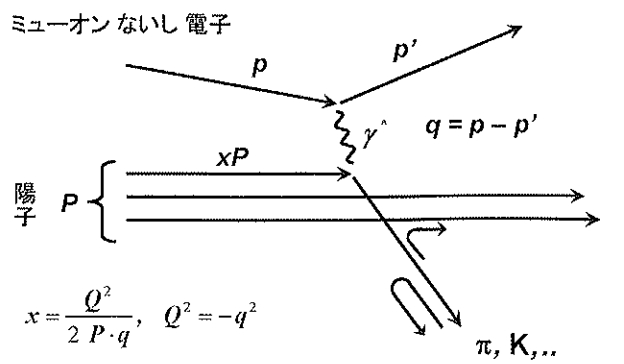

図2　荷電レプトン－陽子深非弾性散乱．レプトンと陽子の中のクォークが仮想光子を交換して相互作用する．

これを**構造関数**と呼ぶ量で表す．

実験では，標的ないしビームのスピンの向きを反転させて散乱断面積を測り，それらの差と和からスピン非対称度Aを求める：

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow\downarrow} - \sigma_{\uparrow\uparrow}}{\sigma_{\uparrow\downarrow} + \sigma_{\uparrow\uparrow}} \qquad (2)$$

↑↓と↑↑は，ビームスピンと標的核子スピンが反平行および平行の場合をそれぞれ表す．

ビームから仮想光子への偏極の移行度などの補正をした後に，Aから構造関数の比$g_1(x, Q^2)/F_1(x, Q^2)$が得られる．この比は，偏極した核子による偏極した仮想光子の吸収断面積の非対称度を表している．分子のg_1は縦偏極したスピンに依存する構造関数で，分母のF_1は非偏極の構造関数である．F_1, g_1の値は主にxによって決まる．Q^2依存性は対数的で，わずかである．このことを**ブヨルケン・スケーリング**と呼んでいる．以下では，表記においてQ^2を省略する．

3. クォーク・パートン模型

核子など強い相互作用をする粒子をハドロンと呼ぶが，ハドロンの中にはパートンと呼ぶ点状の粒子があって高エネルギーのハドロン反応はパートンの独立な反応の足し合わせと考えることができる，というのがパートン模型である．それとクォーク模型とを組み合わせたのがクォーク・パートン模型である．現在では，クォークとグルーオンがパートンであることがわかっている．

クォーク・パートン模型によると陽子の構造関数$g_1^p(x)$はクォークの分布関数を用いて次のように表すことができる：

$$\begin{aligned} g_1^p(x) &= \frac{1}{2}\Sigma_i e_i^2 (q_i^{\uparrow}(x) - q_i^{\downarrow}(x)) \\ &= \frac{1}{2}\left[\frac{4}{9}(u^{\uparrow}(x) - u^{\downarrow}(x)) + \frac{1}{9}(d^{\uparrow}(x) - d^{\downarrow}(x)) \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{9}(s^{\uparrow}(x) - s^{\downarrow}(x))\right] \end{aligned} \qquad (3)$$

e_iはフレーバーiのクォークの電荷である．$u^{\uparrow}(x)$はスピンが陽子スピンに平行なuクォークと反uクォーク($\bar{u}$)の分布関数の和を表す．$u^{\downarrow}(x)$，$d^{\uparrow}(x)$，$d^{\downarrow}(x)$，$s^{\uparrow}(x)$，$s^{\downarrow}(x)$も同様である．強い相互作用の場の粒子はグルーオンであるが，陽子の中のグルーオンはクォーク・反クォーク対に乖離してまたグルーオンに戻ることを繰り返している．この過程によって生じるクォーク，反クォークを海（sea）クォークという．粒子が優勢な我々の世界の物質においても反粒子が存在するのはそのためである．クォークは6種類あるが，c, b, tクォークは質量が大きいのでそれらの海クォークの存在は無視できる．

式(3)の中の'−'を'+'に変えると，非偏極の陽子の構造関数$F_1^p(x)$の式になる．

構造関数およびパートンの分布関数からn次モーメント$\int_0^1 x^{n-1} g_1(x)\,dx$等が得られる．本稿では1次モーメントを扱

う．陽子スピンに対する寄与は，この1次モーメントに基づいて議論される．xの全領域（0から1まで）での積分でモーメントが得られるのであるから，特定のxにおける構造関数ないしパートンの分布関数を測るだけでは陽子スピンに対する寄与を決定できないので注意を要する．

式(3)に基づいて，$g_1^p(x)$の1次モーメントは，次のように表される：

$$\int_0^1 g_1^p(x)\mathrm{d}x=\frac{1}{2}\left(\frac{4}{9}\Delta\mathrm{u}+\frac{1}{9}\Delta\mathrm{d}+\frac{1}{9}\Delta\mathrm{s}\right) \tag{4}$$

$\Delta\mathrm{u}$の定義は$\Delta\mathrm{u}\equiv\int_0^1(u^{\uparrow}(x)-u^{\downarrow}(x))\mathrm{d}x$で，$\Delta\mathrm{d}$，$\Delta\mathrm{s}$も同様である．アイソスピン対称性により中性子の中のdクォーク分布は陽子の中のuクォーク分布に等しいこと等を用いると，中性子についての$g_1^n(x)$の1次モーメントは$1/2((4/9)\Delta\mathrm{d}+(1/9)\Delta\mathrm{u}+(1/9)\Delta\mathrm{s})$になる．重陽子の構造関数$g_1^d(x)$の1次モーメントは陽子と中性子の平均で，$1/4((5/9)\Delta\mathrm{u}+(5/9)\Delta\mathrm{d}+(2/9)\Delta\mathrm{s})$である．

さて，式(4)は，

$$\int_0^1 g_1^p(x)\,\mathrm{d}x=\frac{1}{12}\left[(\Delta\mathrm{u}-\Delta\mathrm{d})+\frac{1}{3}(\Delta\mathrm{u}+\Delta\mathrm{d}-2\Delta\mathrm{s})+\frac{4}{3}(\Delta\mathrm{u}+\Delta\mathrm{d}+\Delta\mathrm{s})\right] \tag{5}$$

と書き直すことができる．$a_0=\Delta\mathrm{u}+\Delta\mathrm{d}+\Delta\mathrm{s}$，$a_3=\Delta\mathrm{u}-\Delta\mathrm{d}$，$a_8=\Delta\mathrm{u}+\Delta\mathrm{d}-2\Delta\mathrm{s}$と書くと，これらは軸性の流れの行列要素である．式(5)の各項がこれらに比例している．a_0はフレーバー1重項の軸性ベクトル電荷で，我々が導出しようとしている陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与$(1/2)\Delta\Sigma=1/2(\Delta\mathrm{u}+\Delta\mathrm{d}+\Delta\mathrm{s})$に比例している．$a_3$はアイソベクトルの軸性ベクトル電荷であり，中性子のβ崩壊の寿命から得られる：$a_3=|g_A/g_V|$．ここでg_Aは弱い相互作用の軸性ベクトル結合定数，g_Vはベクトル結合定数である．a_8はフレーバー8重項の軸性ベクトル電荷で，フレーバーSU(3)対称性の仮定のもとでハイペロンの弱崩壊から得られる．同様に，中性子や重陽子の構造関数の1次モーメントもa_0，a_3，a_8の組み合わせで表せる．

4. クォーク・スピンの寄与の測定

実験に目を転じると，EMCおよびそれ以降の荷電レプトンによる偏極深非弾性散乱は表1に示すような実験で行われてきた．関連した実験はJlabでも行われている．

図3には，陽子と重陽子の$g_1(x)$にxを掛けたものを縦軸にとり，xを横軸にとって示してある．[3] 図4には，陽子，重陽子，およびその組み合わせから得られた中性子の$g_1(x)$の1次モーメントがHERMES実験の電子の偏極深非弾性散乱の結果[3]について示してある．この図は$\int_x^{0.9} g_1(x)\mathrm{d}x$の値を，積分の下限$x$を変えながらグラフに示したものである．重陽子については統計精度がたいへん高く，かつこの値がxが0.05以下ではほとんど変わらないので，その性質を用い，更にxが0.9から1までの領域の積分も考慮して1次モーメントが導出された．その結果とフレーバーSU(3)対称性を用いて$\Delta\Sigma=0.330\pm0.039$が得ら

表1　EMC以降の荷電レプトン-核子偏極深非弾性散乱実験．

実験名	研究所	ビーム（GeV）
E142, 143	SLAC	電子 10-30
E154, 155	SLAC	電子 48.3
EMC	CERN	ミューオン 100, 120, 200
SMC	CERN	ミューオン 100, 190
COMPASS	CERN	ミューオン 160
HERMES	DESY	（陽）電子 27.6

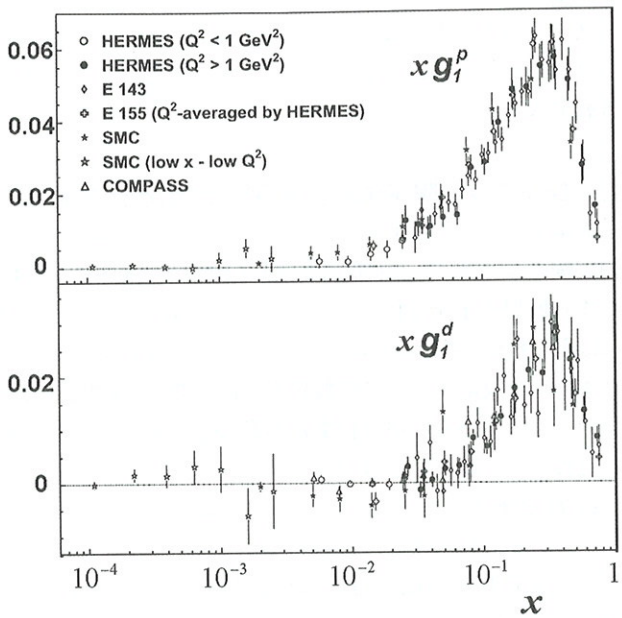

図3　（上）陽子の構造関数$g_1^p(x)$にxを掛けたもの，（下）重陽子の構造関数$g_1^d(x)$にxを掛けたもの．

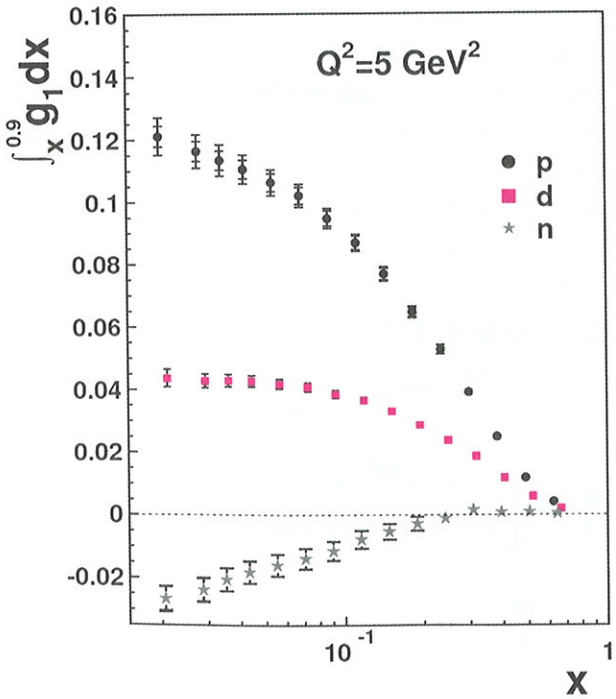

図4　陽子，重陽子，中性子の構造関数$g_1(x)$のxから0.9までの積分値．

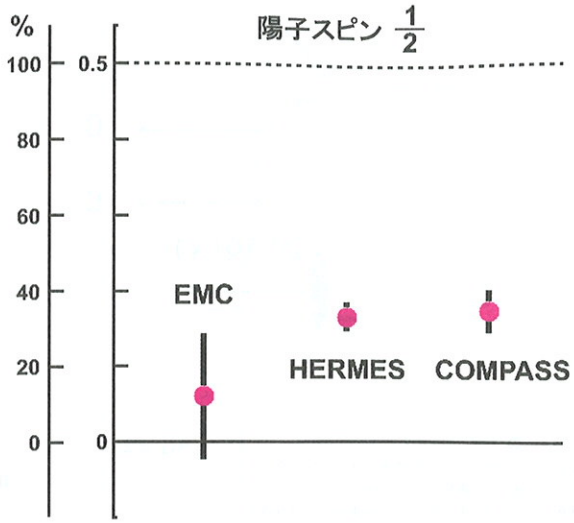

図5　陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与 $(1/2)\Delta\Sigma = 1/2(\Delta u + \Delta d + \Delta s)$.

れた.[3] 誤差0.039は統計誤差と解析の際の理論的な誤差を含めた値である．この結果は，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与が33%であることを示している．$\Delta\Sigma$の値はQ^2にわずかに依存するが，この0.330は$Q^2 = 5\ \mathrm{GeV}^2$での値である．

ミューオンの偏極深非弾性散乱では，SMC実験は$\Delta\Sigma$は約20%であるという結果を得ている.[4] COMPASS実験は更に精度を上げた実験であり，重陽子標的での測定から$Q^2 = 3\ \mathrm{GeV}^2$において$\Delta\Sigma = 0.35 \pm 0.03 \pm 0.05$が得られている.[5] COMPASSの測定範囲は$0.004 < x < 0.7$で，$0.004 < x < 0.03$の領域の$g_1^{\mathrm{d}}(x)$はほぼ0であった．

図5に示すように，HERMES，COMPASSの結果はEMCの12%より大きな値であるが，誤差がたいへん小さくなったので，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は小さい，ということが確定した．

以上をまとめると，陽子スピンに対するクォーク・スピンの寄与は約1/3である，という結果が得られた．

5. 偏極クォーク分布関数の測定

クォークのフレーバーごとの偏極分布関数についての最近の進展を見てみよう．図2の深非弾性散乱で，散乱したレプトンのみならず生成された粒子（パイ中間子，K中間子等）も同時計測して粒子識別をすると，もともと反応して反跳したクォークのフレーバーと生成された粒子の相関を用いてクォークのフレーバーごとの分布関数を求めることができる．

そのためにリングイメージングチェレンコフ測定器による粒子識別を用いた測定がHERMES[6]とCOMPASS[7]で行われた．図6に示すのはその例[6]で，各xの値ごとにクォークのフレーバーに分解できることがこの手法の特徴である．uクォークの偏極分布関数は正の値をとり，dクォークの偏極分布関数は負の値を取っていることがわかる．つまり陽子スピンの方向に対しuクォークのスピンは平均として平行，dクォークのスピンは反平行になっている．

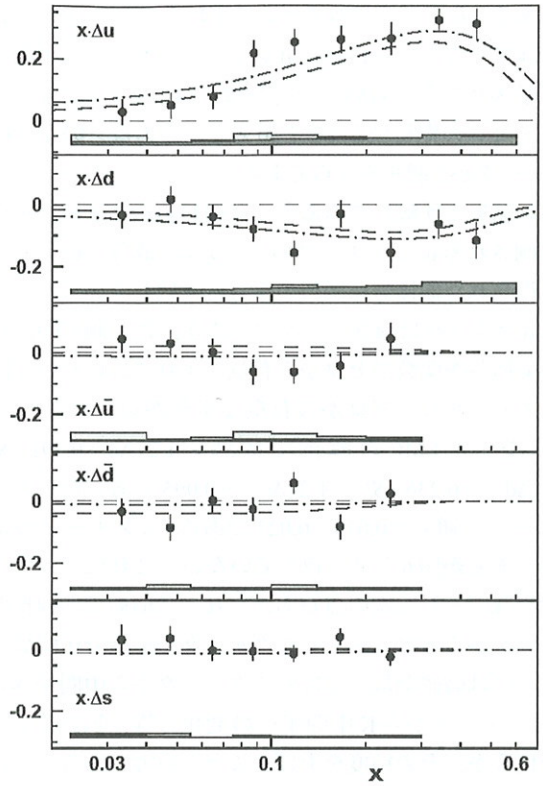

図6　クォークおよび反クォークのフレーバー毎の分布関数にxを掛けたものを縦軸にとって示している．この図では$\Delta u(x)$は陽子スピンにスピンが平行なuクォークの分布関数と反平行な分布関数の差である．$\Delta d(x)$，$\Delta\bar{u}(x)$，$\Delta\bar{d}(x)$，$\Delta s(x)$も同様．鎖線,[8] 一点鎖線[9]は構造関数g_1のデータに対するフィットから得られたパートン分布関数．図中の帯は系統誤差の大きさを示す．

比較のため，非相対論的クォーク模型による陽子スピンを考察してみると，非相対論的クォーク模型では陽子はuクォーク2個とdクォーク1個からなっていて，構成子クォークと呼ばれるこれらのクォークは質量が陽子質量の約1/3であると考える．陽子の波動関数は$\psi_{\mathrm{p}} = \phi_{\text{空間}} \cdot \phi_{\text{香り}} \cdot \phi_{\text{スピン}} \cdot \phi_{\text{色}}$と書くことができる．クォークはフェルミ粒子であるから，任意の2つのクォークの交換に対して波動関数は反対称でなければならない．クォークは3つの色を持っており，これを通常，赤，緑，青と呼んでいる．波動関数は色については完全反対称である．空間については，すべて同じ軌道角運動量（$\ell = 0$の軌道）の状態にあるので対称である．したがって，フレーバー（香り）とスピンの波動関数の積も対称でなければならない．波動関数のフレーバーとスピンの部分は$\mathrm{u}^{\uparrow}\mathrm{u}^{\uparrow}\mathrm{d}^{\downarrow}$などの線型結合で表されるので，対称になるように波動関数を作り，それを用いてクォーク・スピンの期待値$S_z^{\mathrm{u}} = 1/2\langle\sigma_z^{\mathrm{u}}\rangle$，$S_z^{\mathrm{d}} = 1/2\langle\sigma_z^{\mathrm{d}}\rangle$を計算すると，

$$S_z^{\mathrm{u}} = +\frac{2}{3},\quad S_z^{\mathrm{d}} = -\frac{1}{6} \tag{6}$$

となる．クォーク・スピンの期待値の和$S_z^{\mathrm{u}} + S_z^{\mathrm{d}}$が1/2となるのは，この模型における定義どおりであって，これは当

然である．uクォークのスピンは平均として陽子スピンと同じ向きで寄与は＋133%，dクォークのスピンは平均として陽子スピンと反対向きで寄与は－33%である．uクォークのスピンの期待値が1/2を超えているのは，陽子の中にuクォークが2個あるからである．

実験結果と比較してみると，非相対論的クォーク模型から予測されるu，dクォークのスピンのz成分の符号は実験から得られた偏極分布関数の符号と一致している．

$\bar{u}$，$\bar{d}$クォークは海クォークであるが，この測定範囲ではその偏極分布関数がゼロから有意にずれてはいない．同様にsクォークも，ゼロから有意なずれが見られない．1.2節で述べたEMCの解析では$S_z^u \equiv (1/2)\Delta u = 0.391$，$S_z^d \equiv (1/2)\Delta d = -0.236$，$S_z^s \equiv (1/2)\Delta s = -0.095$であった．これらの誤差は共通で$\pm 0.016 \pm 0.023$である．sクォークの寄与が負であるが図6とは一致していない．これについて今後の検討課題として次の点があげられる：偏極深非弾性散乱のデータから各フレーバーのクォークの偏極分布関数を決定するには破砕関数と呼ばれるクォークから中間子への変化（sクォークからK中間子への変化，等）を記述する関数を使うが，その精度を上げることが重要である．それにはKEK-Belleなどのデータの解析が役立つ．

後述の偏極陽子－陽子衝突型実験においても，弱い相互作用を媒介する粒子Wの生成を用いて，反クォークの偏極分布関数を求める測定が進められている．

6. グルーオン・スピンの寄与の測定

次に，グルーオン・スピンの陽子スピンへの寄与について，現状を説明する．陽子の中で，クォークからグルーオンが放射されたり，グルーオンからグルーオンが放射される．その際に運動量が分割されるため，非偏極のグルーオンの分布関数はxの小さい領域で大きな値を持っている．したがって，偏極グルーオン分布関数$\Delta g(x) = g^{\uparrow}(x) - g^{\downarrow}(x)$は$x$の小さい領域で大きな正または負の値を持っている可能性がある．その結果，1次モーメント$\Delta G = \int_0^1 \{g^{\uparrow}(x) - g^{\downarrow}(x)\}\,dx$には$x$の小さい領域から正または負の大きな寄与がある可能性がある．$g^{\uparrow}(x)$と$g^{\downarrow}(x)$はそれぞれ陽子スピンに平行（反平行）なスピンを持つグルーオンの分布関数である．

陽子スピンに対するグルーオン・スピンの寄与は，荷電レプトン－核子偏極深非弾性散乱と偏極陽子－陽子衝突型実験によって研究されている．以下ではそれらについて説明する．

6.1 荷電レプトンによる深非弾性散乱

荷電レプトンによる深非弾性散乱で偏極グルーオン分布関数を導出する方法としては，主に次の2つがある．(i) 荷電レプトン－核子偏極深非弾性散乱におけるハドロン生成．図7のように，核子内のグルーオンが乖離してチャーム・反チャーム対や軽いクォークとその反クォークの対になり，その片方に仮想光子が結合してレプトン散乱が起こることがあるので，この過程を利用する．

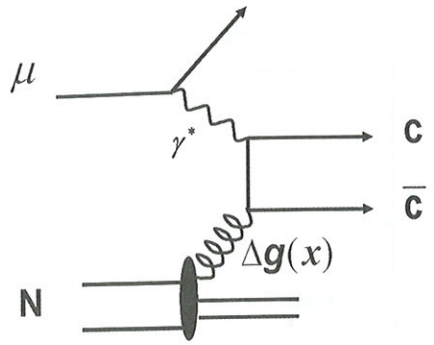

図7　グルーオンの乖離によるチャーム・反チャームクォーク対の生成．

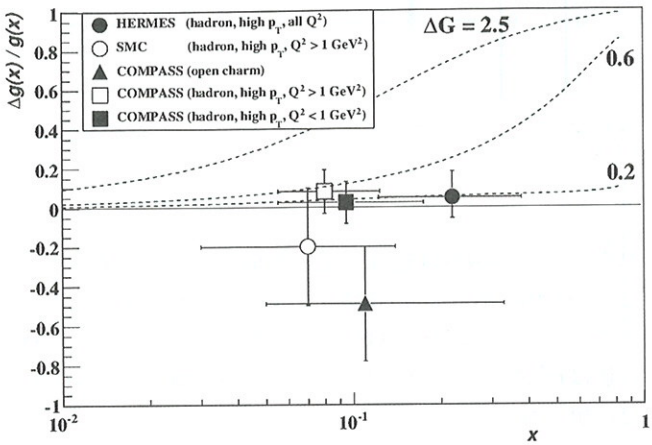

図8　グルーオンの偏極度$\Delta g(x)/g(x)$．横軸はx．点線のうち$\Delta G = 0.6$は，荷電レプトン－核子偏極深非弾性散乱の実験データに対するフィットにより2001年の時点で得られたグルーオンの偏極度[8]を示す．パラメータの値を変化させて，比較のために$\Delta G = 2.5$, 0.2のカーブも図中にそれぞれ示してある．これらは$Q^2 = 3\ \mathrm{GeV}^2$での値．

(ii) 荷電レプトン－核子偏極深非弾性散乱から得られる構造関数g_1のQ^2の依存性を利用する．荷電レプトン散乱で直接に得られるのは，核子の中の荷電粒子，つまりクォークの分布関数であるが，クォークはグルーオンを放出・吸収するので，クォークとグルーオンの分布関数は，Q^2依存性に関して連立微積分方程式になっている（DGLAP方程式）ため，偏極グルーオン分布関数を導出することができる．

(i) の方法の精度が上がってきているので，本稿では (i) について説明する．COMPASSは，ミューオン－核子偏極深非弾性散乱におけるチャームクォークの生成を測定した．[10] チャームクォークは，もともとの核子の中の分布関数は小さいと考えられるので，グルーオンが乖離してチャーム・反チャームクォーク対ができ，その片方に光子が結合した場合にチャームを含むハドロンが生成されると考えられる（図7）．この過程を用いてグルーオンの偏極分布関数を測定することができる．

D^0中間子発生の測定から得られたグルーオンスピンの偏極度$\Delta g(x)/g(x)$をxの関数として示したものが図8である．COMPASSでは$\pi^{\pm}$などのハドロン対の生成からも$\Delta g(x)$を求めていて，[11] SMCの結果[12]とともに図8に示

してある．HERMESは電子－核子偏極深非弾性散乱におけるハドロン生成の解析から，図8に示すような結果を得ている．[13] $x=0.1$の前後では$\Delta g(x)/g(x)$が大きくないことが実験結果から明らかになってきた．

6.2 陽子－陽子衝突型実験

縦偏極の陽子－陽子衝突型の実験はブルックヘブン国立研究所（BNL）のRHIC（Relativistic Heavy Ion Collider）のPHENIX実験とSTAR実験で行われている．衝突の重心系エネルギー$\sqrt{s}$は200, 500, 510および62.4 GeVである．高エネルギーの陽子ビームは，図9に示すようにクォークとグルーオンの束と見なすことができる．

強い相互作用によって，クォークとクォーク，クォークとグルーオン，グルーオンとグルーオンの衝突などが起こる．直接にグルーオンにアクセスできることに特徴がある．散乱されたクォークやグルーオンはそれぞれ多数のハドロンになるが，この粒子の集団をジェットと呼ぶ．クォークとグルーオンの衝突からクォークと光子になる過程（$q+g\to q+\gamma$）もあり，この場合は光子が直接測定器に達する．

2つのパートンの衝突が起こるので断面積にはパートンの分布関数が2つ含まれており，それぞれがxの関数である．例えばジェット-ジェット同時計測をすることによって運動学的に完全になってこれら2つのxを決定することができるが，同時計測をしない場合でも偏極グルーオン分布関数のモデルを用いてシミュレーションをして実験値と比較することによって偏極グルーオン分布関数に制限を加えることができる．

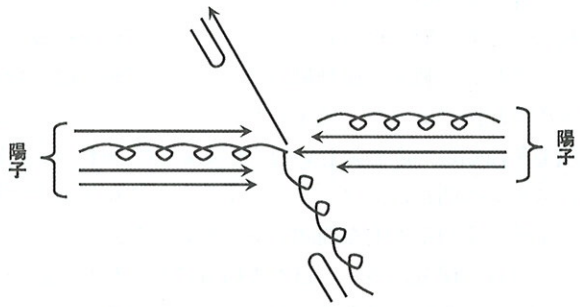

図9　高エネルギーの陽子－陽子衝突実験では，パートン-パートン衝突が起こる．直線はクォーク，らせんはグルーオンを表す．

図10は$\sqrt{s}=200$ GeV，即ち100 GeVの陽子同士の衝突における中性パイ中間子（π^0）生成の非対称度A_{LL}の測定結果である．PHENIXによりラピディティが0の近傍で，つまりビームにほぼ垂直な方向で測定された．[14] 横軸のp_Tはπ^0の運動量の横方向成分である．p_Tが約3 GeV/c以下ではグルーオン-グルーオン衝突が主な割合を占め，それ以上ではグルーオン-クォーク衝突が主な割合を占めることがシミュレーションでわかっている．

この測定結果によると$0.02<x<0.3$の領域の積分値$\int_{0.02}^{0.3}\Delta g(x)\,dx$の最適値は0.2であり，[14] これは陽子のスピン1/2と比べるべきものであるから，このxの領域のグルーオン・スピンの陽子スピンに対する寄与は40%である．ただしデータに対してフィットする際に3σ（フィットのχ^2の増加が9.0）までを許すと，$-0.7<\int_{0.02}^{0.3}\Delta g(x)\,dx<0.5$，つまり下限が－140%，上限が100%である．1次モーメントには，このほかに$x<0.02$の領域から，大きな正または負の寄与がある可能性がある．現時点ではこのように誤差がまだ大きいが，$\sqrt{s}=200$ GeVでのデータは現在更に蓄積されつつあり，$\sqrt{s}=500$ GeVで進行中の測定はより小さなxの領域に対応すると期待される．$\sqrt{s}=62.4$ GeVの測定結果も発表されていて，[15] xの大きな領域に対応している．

個々の粒子発生の非対称度A_{LL}の解析だけでなく，粒子の集団としてのジェットの測定によるグルーオン・スピンの寄与の研究もSTAR[16]およびPHENIX[17]で行われている．

6.3 包括的解析

荷電レプトン－核子偏極深非弾性散乱のデータと偏極陽子－陽子衝突のデータを一度にフィットして偏極パートン分布関数を得ようという試みがある．これを包括的解析と呼ぶ．de Florianら[18]の包括的解析によると，偏極グルー

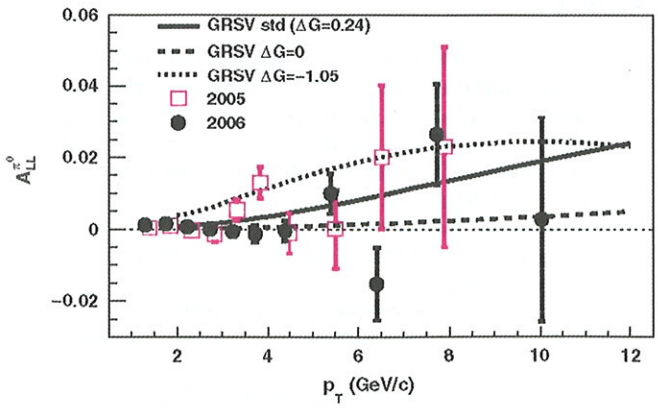

図10　PHENIXによる$\sqrt{s}=200$ GeVでのπ^0生成の非対称度A_{LL}．赤は2005年，黒は2006年のデータ．ラピディティが0の近傍での測定による．GRSV stdは，荷電レプトン－核子深非弾性散乱のデータに2001年の時点でフィットして得られたパートン分布関数[8]を用いたシミュレーション結果を示す．1次モーメントは$Q^2=0.4$ GeV^{2}での値．

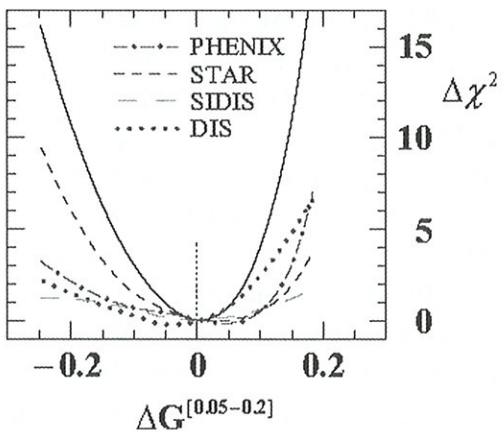

図11　de Florianらによるフィットでは，$x=0.05$-0.2の領域のグルーオン・スピンの寄与はほぼ0が最適値である．[18] 縦軸はχ^2の増加を表す．DISは荷電レプトン－核子深非弾性散乱，SIDISはハドロン同時計測をした（セミインクルーシブ）DISを意味する．©アメリカ物理学会．

オン分布関数の$x=0.05$–0.2の領域での積分値$\int_{0.05}^{0.2}\Delta g(x)\,\mathrm{d}x$は，図11の一番上側の曲線が示すよう0に近い値で$\chi^2$が最小になり，最適値となる．つまり，この$x$の領域のグルーオンからの陽子スピンに対する寄与は0に近い．この解析では$\int_{0.05}^{0.2}\Delta g(x)\,\mathrm{d}x$の正の側は荷電レプトン–核子深非弾性散乱とRHIC-PHENIXのデータが，負の側はRHIC-STARのデータが最適値の決定に強い影響を与えている．

このフィットではパートンの分布関数として，$x\Delta g(x)=Nx^{\alpha}(1-x)^{\beta}(1+\gamma\sqrt{x}+\eta x)$等の関数形を用いているが，この関数形の選択に結果が依存するので注意を要する．これは今後の検討課題である．解析は平井らによっても行われている．[19]

以上に述べたグルーオン・スピンの寄与の研究の現状をまとめると，偏極グルーオン分布関数の1次モーメントはまだ決定されていないが，実験手法が開発されてきている．COMPASS，SMC，HERMESの結果は$x=0.1$の前後においては偏極グルーオン分布関数が大きくないことを示している．RHICでは$\sqrt{s}=200$ GeVの実験データは$0.02<x<0.3$に対応していて，偏極グルーオン分布関数に制限を与え始めている．$\sqrt{s}=62.4$ GeVのデータ[15]や$\sqrt{s}=500$ GeVのデータと組み合わせて，グルーオン・スピンの寄与の研究が進展すると期待されている．RHICでは前方の，つまりビーム軸に近い角度の検出器で測定することによっても，小さなxにアクセスすることが可能である．ジェット生成や直接光子生成（$q+g\to q+\gamma$），重いフレーバー（c, b）生成を用いた研究も進められている．将来計画として検討されているEIC（電子–イオン衝突型実験）で電子–核子偏極深非弾性散乱が実現すれば，更に小さなxの領域の研究が可能になるだろう．

7. 理論の進展

式(1)のように，陽子のスピン1/2には，クォークのスピン，グルーオンのスピン，およびクォークとグルーオンの軌道角運動量が寄与し得るが，理論的にどのように分解できるかは実験値に対応づける意味でも重要である．EMC実験のすぐ後に出たJaffe-Manoharの理論[20]では陽子スピン1/2は式(1)の4つに分解できるとされたが，それぞれがゲージ不変ではなく，実験値との対応が明確でなかった．Jiの理論[21]では，クォークのスピンの寄与，クォークの軌道角運動量の寄与，およびグルーオンの寄与の3つに分解されるが，グルーオンの寄与はスピンの寄与と軌道角運動量の寄与に分解することはできない，という結論であった．これに対し2008年にChenら[22]はゲージ不変な形で式(1)に示す4つの項に分解できることを指摘した．その後の若松らの検討[23]により，実験での観測量との対応が明確になってきた．この問題の理論的な研究は急速に進んでいる．[24]

一方，量子色力学（QCD）の第1原理による計算は格子QCDシミュレーションによって行われており，計算上の技術的な制約はあるものの，核子のスピン構造の計算において進展をみせている．QCDの有効模型としては，カイラル・クォーク・ソリトン模型などの研究が進められている．

8. まとめと今後の展望

本稿では，これまでに実験，理論の両面で多くの進展がなされてきたことを説明した．EMCの実験を紹介した後に，その後の実験により更に精度の高いデータが得られたことを示した．

今後の展望としては，軌道角運動量の寄与L_z^q, L_z^Gの実験による探索が重要な研究課題である．クォークの軌道角運動量L_z^qの測定方法は開発されつつある．荷電レプトン–核子深非弾性散乱においては，ビームの進行方向に対して横向きに偏極した標的を用いる．本稿では一部分でのみ触れたが，散乱するレプトンのみでなく，発生したハドロンを同時計測する方法を用いて角度相関を調べる．それによって，シバース非対称度[25]という陽子のスピンとクォークの運動量の相関に起因する非対称度が分離抽出されている．[26,27]

陽子–陽子反応では，片方の陽子が横偏極である場合，ハドロン発生の断面積にスピンに依存する非対称度A_{N}があることが知られており，[28–31] RHICでも同様な非対称度の測定がすでに行われている．[32–34] 理論研究も行われていて，[35] 測定結果とL_z^qが定量的にどのように結び付くか，今後の発展が期待される．

比較のために原子核を考えてみると，原子核を構成する核子のスピンと軌道角運動量の結合が，原子核の魔法数を生み出す起源であった．核子においてもパートンのスピンと軌道角運動量の間の新しい力学があるかも知れない．陽子のスピンの問題は，フェルミおよびボース粒子の多体系の量子色力学の基本的な問題であるといえる．

この分野の研究は多くの日本人研究者が寄与して進められており，その研究者からの多くの支援を得ました．ここに感謝の意を表します．

参考文献

1) J. Ashman, *et al.* [EMC]: Phys. Lett. B **206** (1988) 364; J. Ashman, *et al.*: Nucl. Phys. B **328** (1989) 1; 柴田利明：日本物理学会誌**47** (1992) 455.
2) G. Baum, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1135; *ibid.* **45** (1980) 2000; M. J. Alguard, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **41** (1978) 70; *ibid.* **37** (1976) 1261.
3) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev. D **75** (2007) 012007.
4) 堀川直顕：日本物理学会誌**54** (1999) 614.
5) V. Yu. Alexakhin, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **647** (2007) 8.
6) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev D **71** (2005) 012003; Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 012005.
7) M. G. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **693** (2010) 227.
8) M. Glück, E. Reya, M. Stratmann and W. Vogelsang: Phys. Rev. D **63** (2001) 094005.
9) J. Blümlein and H. Böttcher: Nucl. Phys. B **636** (2002) 225.
10) M. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **676** (2009) 31.
11) E. S. Ageev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **633** (2006) 25; M. Stolarski [COMPASS]: Proc. the 16th Int. Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects, 2008, p. 209.
12) B. Adeva, *et al.* [SMC]: Phys. Rev. D **70** (2004) 012002.

13) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: JHEP **08** (2010) 130.
14) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **103** (2009) 012003.
15) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. D **79** (2009) 012003.
16) B. I. Abelev, *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 232003.
17) A. Adare, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. D **84** (2011) 012006.
18) D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann and W. Vogelsang: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 072001; http://link.aps.org/abstract/PRL/v101/e072001; Phys. Rev. D **80** (2009) 034030.
19) M. Hirai, S. Kumano and N. Saito: Phys. Rev. D **74** (2006) 014015; M. Hirai and S. Kumano: Nucl. Phys. B **813** (2009) 106.
20) R. L. Jaffe and A. Manohar: Nucl. Phys. B **337** (1990) 509.
21) X. D. Ji: Phys. Rev. Lett. **78** (1997) 610.
22) X. S. Chen, X. F. Lü, W. M. Sun, F. Wang and T. Goldman: Phys. Rev. Lett. **100** (2008) 232002; X. S. Chen, W. M. Sun, X. F. Lü, F. Wang and T. Goldman: *ibid.* **103** (2009) 062001.
23) M. Wakamatsu: Phys. Rev. D **81** (2010) 114010; *ibid.* **83** (2011) 014012; *ibid.* **84** (2011) 037501, およびその中の文献参照.
24) Y. Hatta: Phys. Rev. D **84**(R) (2011) 041701; Phys. Lett. B **708** (2012) 186.
25) D. Sivers: Phys. Rev. D **41** (1990) 83.
26) A. Airapetian, *et al.* [HERMES]: Phys. Rev. Lett. **94** (2005) 012002; *ibid.* **103** (2009) 152002.
27) M. Alekseev, *et al.* [COMPASS]: Phys. Lett. B **673** (2009) 127; *ibid.* **692** (2010) 240.
28) R. D. Klem, *et al.*: Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 929.
29) W. H. Dragoset, Jr., *et al.*: Phys. Rev. D **18** (1978) 3939.
30) J. Antille, *et al.*: Phys. Lett. B **94** (1980) 523.
31) D. L. Adams, *et al.* [E704]: Phys. Lett. B **261** (1991) 201; *ibid.* **264** (1991) 462.
32) J. Adams, *et al.* [STAR]: Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 171801.
33) S. S. Adler, *et al.* [PHENIX]: Phys. Rev. Lett. **95** (2005) 202001.
34) I. Arsene, *et al.* [BRAHMS]: Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 042001.
35) K. Kanazawa and Y. Koike: Phys. Rev. D **83** (2011) 114024.

著者紹介

柴田利明氏： 専門は素粒子物理・ハドロン物理実験．特に，陽子のスピンに対するクォーク・グルーオンのスピンと軌道角運動量の寄与の研究．

（2008年8月29日原稿受付）

Spin Structure of the Proton and Neutron

Toshi-Aki Shibata

abstract: How the proton spin, which is 1/2, is composed of quarks and gluons is called 'proton spin problem'. It is one of the fundamental topics of physics today. EMC experiment in 1980's discovered that the quark spin contribution to the proton spin is small. It triggered a variety of experiments:charged lepton-nucleon polarized deep inelastic scattering and polarized proton-proton collision using many different accelerators in the world. The quark spin contribution to the proton spin was determined to be about 1/3 in these experiments. The gluon spin contribution to the proton spin is also being measured. There has been much progress in theory as well. The research on this topics up to now is reviewed.

解説

QCDによる核力研究とその展開

青木慎也 〈筑波大学数理物質系 305-8571 つくば市天王台1-1-1 e-mail: saoki@het.ph.tsukuba.ac.jp〉
初田哲男 〈理化学研究所仁科加速器研究センター 351-0198 和光市広沢2-1 e-mail: thatsuda@riken.jp〉
石井理修 〈筑波大学計算科学研究センター神戸分室 650-0047 神戸市中央区港島南町7-1-26 e-mail: ishii@ribf.riken.jp〉
根村英克 〈筑波大学計算科学研究センター 305-8577 つくば市天王台1-1-1 e-mail: nemura.hidekatsu.gb@u.tsukuba.ac.jp〉

最近提案され成功をおさめている格子QCDによる核力研究を紹介する．核力研究の科学的な重要性とその現状を述べた後で，なぜQCDを使って核力を研究するのが難しいか，そして我々はその困難をどのように解決していったか，などを紹介する．格子QCDによる核力ポテンシャルの世界初の結果を示し，その意義を議論する．また，この結果や我々の方法への様々な疑問や誤解に関しての理論的な考察も述べる．そして，核力ポテンシャルの計算法の拡張とそれを用いた最近の発展に関してもできる限り紹介していく．

1. はじめに：核力について

原子核が陽子と中性子から構成されていることが分かった時点で，陽子や中性子を原子核に結びつけている力（核力）が何であるかが問題となった．もちろん，電磁気力は斥力（陽子間）であるし，重力は弱すぎる．ご存知のように，湯川秀樹はこの未知の力，核力，を新しい粒子を導入することによって説明しようとした．陽子や中性子はこの未知の粒子を交換することで力を及ぼし合い，自己束縛すると考えたのだ．さらに，湯川は，核力の到達距離と量子力学の不確定性関係を用いて，未知の粒子の質量が陽子（約930 MeV，1 MeV = 10^6 eV）と電子（約0.5 MeV）の中間の100-200 MeV程度であることも予言した．そのため，核力を媒介とする粒子は中間子，湯川の核力の理論は中間子論，と呼ばれた．現在では，湯川の中間子はπ中間子であるこ