

高エネルギー偏極陽子-陽子衝突で探る陽子のスピン構造



後藤雄二

理化学研究所 仁科加速器科学
研究センター
goto@riken.jp



Ralf Seidl

理化学研究所 仁科加速器科学
研究センター
rseidl@riken.jp



中川格

理化学研究所 仁科加速器科学
研究センター
itaru@riken.jp

陽子は高エネルギーにおいて量子色力学 (QCD) に基づきクォークとグルーオンから構成されると理解されているが、陽子のスピン量子数 $1/2$ をその構成要素から説明することは長年の課題である。陽子のもう一つの量子数である電荷 $+1$ は3つの価クォーク電荷の総和でうまく説明できるため、陽子のスピンも同様に価クォークのスピンが担うと思われた。

実際に高エネルギー偏極レプトン散乱実験でクォーク・スピンの寄与を測定してみたところ、現在までにその寄与はせいぜい30%程度であることが判明している。これは「陽子スピンのパズル (謎)」と呼ばれ、高エネルギー QCD 分野における未解決問題の一つである。

では残りの70%はどこから来ているのだろうか？ここで浮上してきたのが、グルーオンのスピンである。陽子はクォークとグルーオンで構成されているから、クォーク・スピンの説明がつかない分はグルーオン・スピンの寄与で補われるのだろうと予想された。

クォーク・スピンの寄与の特定に華々しい実績を残してきた高エネルギー偏極レプトン散乱実験だが、レプトンが散乱される際に交換される仮想光子は、陽子内のグルーオンと直接相互作用をしないため既存のレプトン散乱実験ではグルーオンに対する感度は余り高くない。そこで米国ブルックヘブン国立研究所 (BNL) では、世界で唯一の高エネルギー偏極陽子-陽子衝突型加速器を用いてグルーオン・スピンの寄与の測定に挑んだ。

2001年から10年以上に及ぶ実験で、漸くグルーオン・スピンの寄与はゼロではな

く、大凡クォーク・スピンの寄与ぐらいである証拠を掴んだ。まだその精度は十分と言える程高くないが、クォークとグルーオンのスピンの寄与を足し合わせても、陽子のスピン全てを説明することはできない可能性が出てきた。陽子の構成要素はクォークとグルーオン以外にないのだから、それらのスピンの寄与を足し合わせて陽子スピンにならなければおかしいのではないかと何か見落としはしないか？

クォークとグルーオンは陽子という閉じられた空間内で運動をしているので、それらの軌道角運動量も陽子スピンに寄与できる。つまり陽子スピンには、クォークとグルーオンのスピンの寄与とそれらの軌道角運動量の和で与えられる「スピン和則」が成り立つ。軌道角運動量の測定を目的とした実験も既に多く存在するが、測定した観測量と軌道角運動量を関連付けるのは一筋縄ではいかないため、現時点では軌道角運動量の寄与はあまり良くわかっていない。しかし近年実験手法もより洗練され、理論の発展も著しく、軌道角運動量を特定する土台が急速に整備されつつある。

陽子スピン $1/2$ を構成要素から説明する研究は、陽子スピンに寄与するそれぞれの成分を一つ一つ高精度で測定し、最終的にスピン和則が満たされることを確かめるのがゴールである。そのためにはクォークとグルーオンのスピン、及び軌道角運動量の寄与をそれぞれ精密に測定しなければならない。スピンパズルは偏極陽子-陽子衝突実験で解決まで後一步の所まで追い詰めた。この追求のバトンは、2030年頃にBNLで実験開始が予定されている世界初の電子-イオン衝突型加速器に引き継がれる。

—Keywords—

価クォーク：

核子、中間子等ハドロンの量子数の実体を担うクォークおよび反クォーク。陽子の場合 $+2/3$ の電荷を持つ u クォークが二つと $-1/3$ の電荷を持つ d クォークが価クォーク。これらを足し合わせると陽子の電荷 $+1$ になる。

陽子スピンのパズル (謎)：

陽子スピン和則 (後述) の各項目をパズルのピースに準え、それぞれクォーク・スピンのピース (右上)、グルーオン・スピンのピース (左上)、そしてクォークとグルーオンの軌道角運動量のピース (それぞれ右下、左下) とする。これら一つ一つを丁寧に測定することで、ピースの大きさや輪郭がハッキリし、全てのピースが出揃うことで陽子スピン $1/2$ というパズルが完成し、謎解きが完結する。



陽子のスピン和則：

陽子スピンは、陽子の構成要素であるクォークとグルーオンのスピンと軌道角運動量がそれぞれ寄与する和で与えられる、とする和則。古典力学の角運動量保存則に相当する。

1. はじめに

陽子はクォークとグルーオン (合わせてパートンと呼ぶ) から構成されている。パートンは陽子の運動量の一部を担い陽子内を運動しており、その割合を x で表す。運動量割合 x を持つパートンは、 $0 < x < 1$ の範囲で連続的に分布し、その分布はパートンの種類により異なる。これをパートンの分布関数 (PDF) と呼ぶ。 x の比較的大きい領域 ($x \gtrsim 0.1$) は価クォークが支配的に分布するのに対し、 x が小さければ小さい領域ほど海クォークやグルーオンが支配的になることが知られている¹⁾。海クォークやグルーオンは、水の中の泡のように陽子の中でダイナミックに生成・消滅を繰り返しながら存在しており、 x を泡のサイズと考えると、小さな泡ほど容易く大量に発生しやすい事を思い浮かべればイメージしやすいだろう¹。加速器実験では、加速する粒子のエネルギーや散乱角などの運動学の選択により分解能 (4元移行運動量 Q^2) が異なり、観測にかかる x の領域も異なる。一般に x が小さい領域のパートンほど、観測には高いエネルギーのプロープが必要となるため、グルーオンの観測にはより高エネルギーの加速器が必要になる²⁾。加速器は技術の進歩と共に高エネルギーの粒子加速が可能となり、それに伴い観測で到達できる x 領域が小さくなった。図1は加速器の高エネルギー化に伴い分解能が上がり、陽子の内部構造が緻密に見えてくる様子を表している。 Q^2 が高くパートン同士の反応とみなせる過程をハード過程と呼び、その逆をソフト過程と呼ぶ。このように陽子を観測するプロープの分解能や、 x によって陽子の内部構造は見え方が違ってくる。

陽子の内部構造にはまだよくわかっていないことが多くあるが、それを紐解く手がかりは既に知られている電荷、質量、スピンなどの陽子の特性である。これらの陽子の特性は、内部構造から説明されるべきとの前提に基づき、辻褃の合うように未知のクォークやグルーオンの特性が特定されていく。ここで陽子のスピン $1/2$ は、クォークとグルーオンのスピンとそれぞれの軌道角運動量を足し合わせた全角運動量で説明される、とするスピン和則の検証を通した内部構造の特定について詳しく掘り下げていく。これは古典力学でいうところの角運動量保存則に相当し、以下の式のように各構成要素の線形和で与えられる²⁾。

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

$\frac{1}{2} \Delta\Sigma$ は価と海を合わせたクォーク・スピン、 ΔG はグルーオン・スピン、 L_z^q と L_z^G はそれぞれクォークとグルーオン

¹この理屈だとグルーオン数は $x \rightarrow 0$ の極限で発散することになるが、理論的には抑制されると予測されている。この現象は「グルーオン抑制」と呼ばれているが、実験ではまだ実証されていない。

²高い x を持つパートンは元々陽子内で大きな運動量を持っているので、その運動の方向に軽く小突くことで陽子から簡単に弾き出せるが、 x が小さいパートンは激しく叩き出さないと出てこられない。従って小さい x のパートンを観測するには、それだけ大きな衝撃をそのパートンに与えられる高エネルギー加速器が必要となる。一般的に加速器は高エネルギーであればあるほど大型化する。

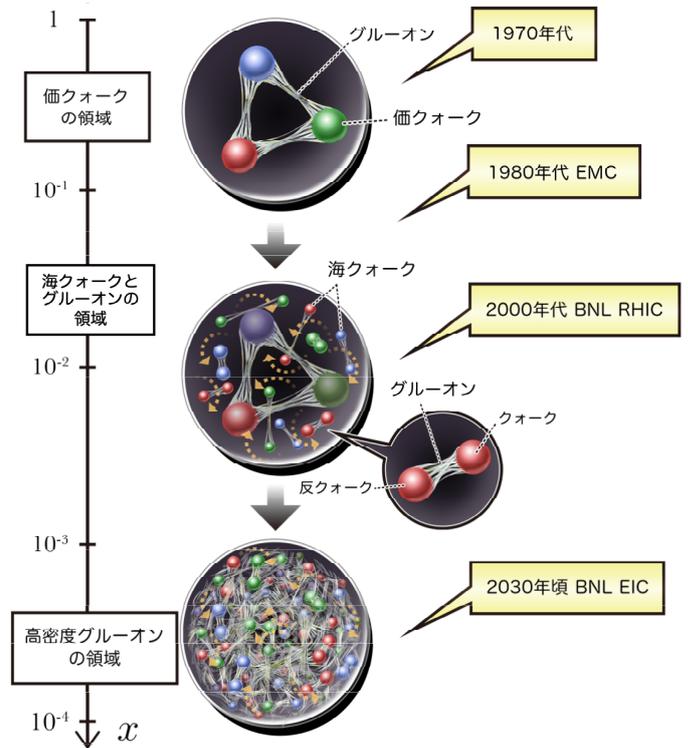


図1 加速器技術の進化によりプロープのエネルギーが高くなり、それに伴い観測される陽子の内部構造の分解能 (Q^2) が緻密になっていく様子。分解能が上がると、より x の小さい領域へのアクセスが可能になる。 x の小さい領域はグルーオン密度が高い事が知られ、反応にグルーオンが関わる確率が高くなる。

の軌道角運動量である。陽子の電荷は3つの価クォークの電荷の総和でうまく説明できたため、スピンもクォーク・スピンの総和で説明できると1970~80年代当初観測されていたが、実験の結果陽子スピンのせいぜい $1/3$ 程度しか説明できないことがわかった。グルーオンの特性もほとんど未知であった当時、これは「陽子スピンのパズル (謎)」と呼ばれて陽子の構造研究に大きな問題提起をした³⁾。陽子のスピン特性は皆3つの価クォークだけで説明できる程単純ではなく、海クォークやグルーオンも含めた複雑な系と考えなければならないことが示唆されたのである。従ってこの問題の解明は、式1のパズルのピースであるそれぞれの項を高精度で測定し、この和則が成り立つことを証明することで達成される。各項は $0 < x < 1$ に分布するパートンのスピンや軌道角運動量の積分値であり、観測する分解能 Q^2 により各項の寄与は異なりうる。スピンと軌道角運動量は常に変換し合い、海クォークやグルーオンは生成・消滅を繰り返しながら存在するので、実験ではプロープの及ぶ Q^2, x の範囲で陽子のダイナミックな内部構造の平均値を観測していることになる。

高エネルギーレプトン-陽子散乱では、荷電レプトン (電子ないしミューオン) が散乱される際に、陽子と仮想光子

³「陽子スピンの謎」の経緯と特にクォークの寄与の解明は、参考文献³⁾でよく紹介されている。

を交換する電磁相互作用を起こす。仮想光子の分解能に相当する四元移行運動量 Q^2 が十分に高ければ、仮想光子は陽子内の荷電粒子であるクォークと反応するとほぼみなすことができる。このハード過程を深非弾性散乱 (DIS) と呼び、陽子の質量を M , 仮想光子のエネルギーを ν とすると、仮想光子と反応する x は $x = Q^2/2M\nu$ で与えられる。クォーク・スピンの寄与の測定では、偏極したレプトンビームのスピンの偏極陽子標的スピンの向きが平行と反平行のそれぞれの場合の偏極散乱断面積を測定する。この反応にクォーク・スピンの寄与が無ければ、スピン平行と反平行の断面積は等しくなる。逆にスピンの寄与があれば、有限の差が観測される。実験からは、この偏極散乱断面積の差を無偏極断面積で規格化した「非対称度」を算出し、理論と比較する。前述の通りプローブする Q^2 と x の範囲によって非対称度は変化するが、 $Q^2 = 5 \text{ (GeV/c)}^2$ の分解能において $0 < x < 1$ の範囲を積分すると、 $\Delta\Sigma = 0.330 \pm 0.039$ が算出されている⁴⁾。これは式 (1) によれば陽子スピンの約 1/3 に相当する (詳細は文献³⁾ を参照のこと)。

一方で、レプトンをプローブとする DIS 実験では散乱過程にグルーオンが介在しないので、仮想光子が一度クォークを介してグルーオンと間接的に反応するような過程でのみグルーオン・スピンの観測が可能となる⁴⁾。しかし一度クォークが反応に介在しなければならぬ分断面積は小さく、故に DIS 実験はグルーオンに対する感度が低い。そこでグルーオン・スピンの測定を目指して、米国ブルックヘブン国立研究所の相対論的重イオン衝突型加速器 (RHIC) を用いた偏極陽子-陽子衝突実験プログラム (RHIC スピン計画) が 2000 年に立ち上がった。高エネルギー陽子-陽子衝突では、衝突の素過程にグルーオンが直接関与する運動学領域がふんだんにあり、グルーオン・スピンの測定に適している。本記事では、RHIC の測定でグルーオン・スピンの何処までわかったのか解説する。

クォーク・スピンの寄与は主に価クォークの寄与が支配的だが、海クォーク成分もマイナーながらも含まれている。海クォーク成分の測定は、終状態のレプトンのみならず生成されたハドロンの種類 (π 中間子、 K 中間子) を同定し、散乱レプトンと同時に計測する半包括的深非弾性散乱 (SIDIS) と呼ばれる過程の測定で、フレーバー⁵⁾毎に測られた。レプトンとの散乱により反跳をうけたクォーク・反クォークのフレーバーと生成された粒子種別の相関を用いて、クォークのフレーバー毎に測定することができる。画期的な測定だが、反応に関与したクォーク・反クォークがハドロ化される際の破砕関数の記述にモデル依存な解釈は避けられない。海クォークは図 1 の真ん中にイメージされているよ

うに、グルーオンの量子揺らぎによるクォーク・反クォーク対生成状態でもあるので、グルーオンと密接な関係がある。従って海クォークとグルーオンのスピンの寄与のそれぞれ独立な測定で、一方の寄与に矛盾が生じないように同時に理解を深めて行く必要がある。RHIC ではこの従来の測定方法に比べてモデル依存性の小さい W ボソン生成を介した次世代測定で、精度を向上させるのに成功した。このように RHIC における陽子スピン研究は、偏極レプトン散乱実験とは独立にユニークな測定で陽子のスピン構造研究に重層的な知見をもたらしている。

RHIC による測定精度向上を受けて、「陽子スピンの謎」問題は新たな局面を迎えつつある。陽子の構成要素であるクォークとグルーオンのスピンの寄与を足し合わせても、陽子スピンの 100% に到達しない可能性が現実味を帯びてきたのだ。スピン和則から残りの成分はクォーク、グルーオンの軌道角運動量が担うと考えられるので、グルーオン・スピンの寄与測定の精度向上と平行して今後の焦点は軌道角運動量の測定になる。軌道角運動量はスピンの寄与に比べまだ良く測られていない物理量だが、実験の観測量と軌道角運動量を結びつける理論解釈が漸く整備されつつある。

RHIC は 2025 年をもってその役目を終える予定である。BNL には、その後世界最高輝度の電子-イオン衝突型加速器 (EIC)⁶⁾ が建設され、陽子スピンの謎解きは EIC に引き継がれる。本記事最後に EIC を駆使した「陽子スピンの謎」決着に向けた展望に言及する (詳細は文献⁵⁾ を参照のこと)。

2. グルーオン・スピン

2.1. 二重ヘリシティ非対称度の因子化

摂動論的解釈が可能な運動学では、高エネルギー陽子-陽子反応は陽子内パートン同士の反応と考えられる。ここで始状態に運動量割合 x_1, x_2 を持つパートン a, b が終状態を特定しない X とハドロ h になる包括的反応を考えた時、図 2 に示すように断面積は因子化により陽子内パートンの非偏極分布関数 $f_a(x_1), f_b(x_2)$ 、非偏極微分断面積 $d\hat{\sigma}^{ab \rightarrow cX}$ 、パートン c がハドロ h になる破砕関数 $D_c^h(z)$ の積で与えられる。ここで z はパートン c のエネルギーに対する h が持つエネルギーの割合を表し、 $0 \leq z \leq 1$ で定義される。パートン a, b は、図 3 のファイマンダイアグラムの例が示すように、低次では (I) グルーオン-グルーオンの反応、(II) グルーオン-(反)クォークの反応、(III) (反)クォーク-(反)クォークの素過程反応が考えられるので、断面積はこれらの組み合わせの和で与えられる。衝突エネルギー $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ における陽子-陽子衝突において、例えば図 2 の h を中央ラピディティ領域の π^0 生成とした場合、pQCD 計算

⁴⁾SMC 実験⁶⁾、HERMES 実験⁷⁾ や COMPASS 実験⁸⁾ の高エネルギー偏極レプトン-陽子散乱で試みられている。

⁵⁾クォークやレプトンの種類を区別するために導入された量子数。クォークのフレーバーはアップ、ダウン、ストレンジ、チャーム、ボトムおよびトップの 6 種類。

⁶⁾電子-イオン衝突型加速器 (英語名 Electron-Ion Collider、通称 EIC) は、世界初の衝突型電子-イオン加速器で高エネルギー QCD 物理の将来を担う米国の次期大型加速器計画。最大衝突エネルギー 140 GeV の偏極電子-偏極陽子の最先端加速器で、最大輝度の設計値は $10^{34}/\text{cm}^2/\text{s}$ である。RHIC を改造して建設され、2030 年頃に稼働予定。

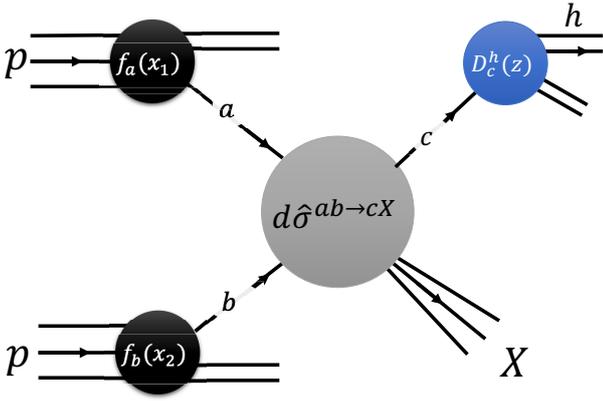


図2 高エネルギー陽子-陽子衝突における包括的ハドロン生成反応のダイアグラム。

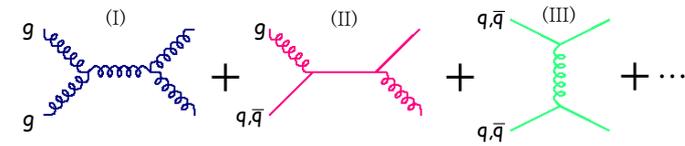


図3 高エネルギー陽子-陽子衝突におけるパートンの素過程ダイアグラムの例。図2のパートン a, b がそれぞれ (I) グルーオン-グルーオンの反応、(II) グルーオン-(反)クォークの反応、(III) (反)クォーク-(反)クォークの反応。

によりそれぞれの素過程の割合⁹⁾は図4のように予測される⁷⁾。横軸は π^0 の横運動量⁸⁾で、 p_T の小さい領域はグルーオンが素過程に占める割合が高いが、 p_T が大きくなるにしたがってグルーオンの寄与は減少し、代わってクォークの寄与が大きくなる。これは p_T が素過程のパートン a, b の x と比例関係にあるので、 p_T の小さい領域は小さい x 領域で支配的なグルーオンの寄与が大きくなるためである。

一方破砕関数はソフト過程なので pQCD の適用外である。そこで、ここでは $e+e^-$ 反応の実験データを生成ハドロン種毎にグローバル QCD 解析したモデル計算⁹⁾を破砕関数に適用する。

グルーオン・スピンの測定には、衝突陽子をどちらも縦偏極させることで図2の非偏極分布関数と非偏極微分断面積を、それぞれ偏極分布関数 $\Delta f_a(x_1)$ 、 $\Delta f_b(x_2)$ と偏極微分断面積 $d\Delta\hat{\sigma}^{ab \to cX}$ に置き換える。実験では、陽子の進行方向に対し平行方向と(反)平行方向に縦偏極した陽子同士の衝突反応断面積 $\sigma^{++}(\sigma^{+-})$ を用いて¹⁰⁾、二重ヘリシティ非対称度 A_{LL}

$$A_{LL} = \frac{\sigma^{++} - \sigma^{+-}}{\sigma^{++} + \sigma^{+-}} \quad (2)$$

⁷⁾図2の h を π^0 とした場合の計算で、後に比較する実験データと条件を揃えるためラビディティを $|\eta| < 0.35$ の中央領域に限定している⁹⁾。

⁸⁾ π^0 の運動量をビーム軸に垂直な平面に射影した成分。

⁹⁾DIS/SIDIS や RHIC 実験データなど異なる反応過程の実験データを寄せ集めた上で、フレキシブルな関数で全てのデータを首尾一貫してフィットする現象論的な解析手法。フィットする関数系やデータセットの違いにより異なるモデルがある。

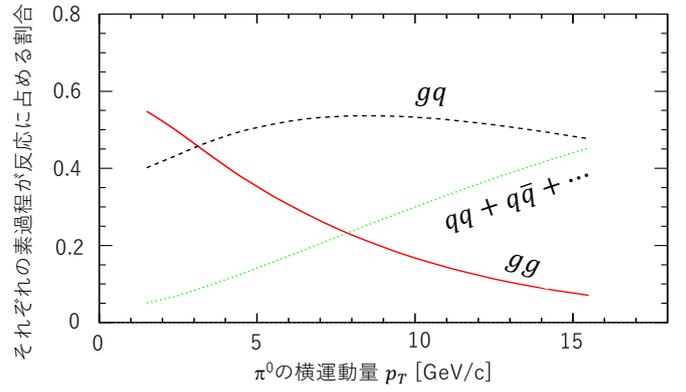


図4 $\sqrt{s} = 200$ GeV における陽子-陽子衝突反応の中央ラビディティ領域 ($|\eta| < 0.35$) の π^0 生成の素過程割合の pQCD 予測。グルーオン-グルーオン (実線)、グルーオン-クォーク (破線)、クォーク-クォーク反応 (点線)、それぞれの割合を π^0 の横運動量 p_T の関数で示している。

を測定し、グルーオン g の偏極分布関数 $\Delta g(x)$ を算出する¹⁰⁾。パートン a, b は p_T によりクォークやグルーオンの寄与の割合が変化する事に注意が必要である。

まとめると、図2を縦偏極陽子-陽子衝突とした場合の反応で未知数は a, b がグルーオンの場合の $\Delta f_g(x) \equiv \Delta g(x)$ だけで、クォーク偏極分布関数 $\Delta f_q(x) \equiv \Delta q(x)$ 、 $d\Delta\hat{\sigma}^{ab \to cX}$ 、そして $D_c^h(z)$ は誤差付きだが既知の物理量として扱う。一つの A_{LL} 測定に対して未知数が一つなので、原理的に $\Delta g(x)$ を算出できる¹¹⁾。

2.2. RHIC の二重ヘリシティ非対称度測定

非対称度測定にとって、スピン依存の断面積差をより顕著に観測できるため、ビームの偏極度は高ければ高いほど良い。RHIC ではビームの強度と偏極度を徐々に改善し、偏極度は当初の目標として掲げていたラン平均 50 ~ 65 % を達成している。 A_{LL} は、PHENIX と STAR と呼ばれる2つの大型実験が同時に測定している。二つの実験では検出器構成とアクセプタンスが大きく異なり、その結果検出効率の粒子や運動量への依存性も異なる。縦偏極陽子-陽子衝突において PHENIX の中央ラビディティ領域 ($|\eta| < 0.35$) で観測された π^0 の生成非対称度 A_{LL} を図5に示す。横軸 x_T は衝突エネルギーの違いを規格化する為に導入した換算横運動量で、 $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ で定義される。四角で示す $\sqrt{s} = 510$ GeV のデータは、丸で示された $\sqrt{s} = 200$ GeV のデータ¹¹⁾ に比べて小さい x_T 領域に分布する。 $\sqrt{s} = 200$ GeV のデータでは A_{LL} は 0 とする解釈と矛盾しないが、 $\sqrt{s} = 510$ GeV のデータでは明らかに正の傾向を示している。これらの実験データは実線、破線、点線で示す3つの異なるグローバル QCD 解析モデル^{12, 13, 14)}によりよく再現されている。 x_T が大きくなるに従って非対称度が大きくな

¹⁰⁾ $\Delta g(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 等のパートン分布関数は Q^2 の関数でもあるが、簡素化のため Q^2 依存性は省略する。

¹¹⁾ 実際の算出には前出のグローバル QCD 解析技術を駆使して、運動学的に隣り合うデータが滑らかに繋がるなどの条件を加えて算出する。

るのは、素過程の x が大きくなるためクォーク・スピンの割合が増えていくためである。

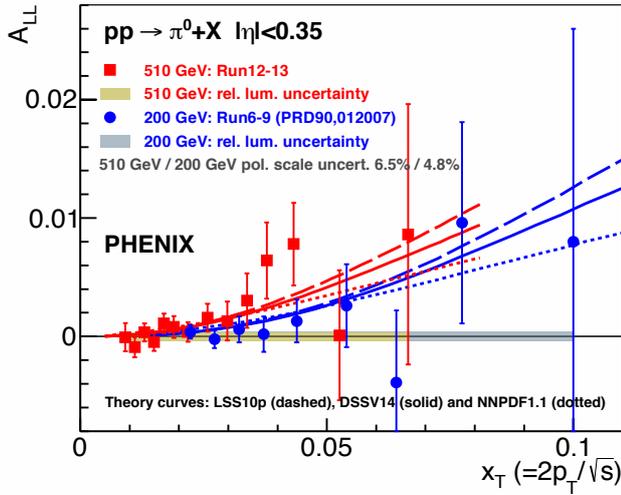


図5 PHENIX 実験で測定された縦偏極陽子-陽子衝突反応の中央ラビディティ領域 ($|\eta| < 0.35$) の π^0 生成非対称度 A_{LL} 。四角は $\sqrt{s} = 510$ GeV、丸は $\sqrt{s} = 200$ GeV のデータ¹¹⁾。横軸は横運動量 $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ 。実線、破線、点線はそれぞれの衝突エネルギーに対するグローバル QCD 解析モデル計算^{12, 13, 14)}。

STAR 実験では大きなアクセプタンスを活用して終状態に単ジェット¹²⁾を検出し、ジェットの A_{LL} を測定した^{15, 16)}(図6)。ジェット測定は、 $\Delta g(x)$ の算出過程で図2の π^0 測定では不可避であった破碎関数のモデル依存性を回避できるのが最大の利点である。一方でバックグラウンドと見分けがつかなくなる低い x_T 領域では、ジェットの測定が困難になる。RHIC の実験データは、 x_T の低い領域を PHENIX の π^0 測定で、高い領域を STAR のジェット測定で相補的に網羅することにより、広い運動学でグローバル QCD 解析に制限を与えている。

既存の DIS 実験とこれら PHENIX と STAR の実験データを加えてグローバル QCD 解析した結果、confidence level 90%以上で $Q^2 = 10$ (GeV/c)² におけるグルーオン・スピンの積分は $\int_{0.05}^{0.2} \Delta g(x) dx = 0.20^{+0.06}_{-0.07}$ が得られた¹³⁾。この0.20という値は、陽子スピン $1/2 = 0.5$ の凡そ40%に相当し、クォーク・スピンと同等レベルをグルーオン・スピンの担うことを示唆している。RHIC では今後さらにこの精度向上に努めていく。STAR 実験では終状態に2ジェットを同時計測し ($p+p \rightarrow jet + jet + X$)、パートン a, b のそれぞれの運動量割合 x_a, x_b を特定することで、統計は落ちるが運動学変数の決定精度を高める測定もなされている¹⁴⁾。

¹²⁾パートンが飛び出す際、典型的にクラスター状の複数のハドロンなどの粒子に姿を変えて出てくる。このクラスターをジェットと呼ぶ。

¹³⁾積分範囲の $0.05 < x < 0.2$ は RHIC 実験に感度のある領域。

¹⁴⁾DIS では散乱レプトンを測定することで、反応の Q^2, x を特定することができる。しかし陽子-陽子衝突でのハドロン生成 $p+p \rightarrow h+X$ やジェット生成 $p+p \rightarrow h+jet$ では、反応の Q^2, x を特定することはできないので、反応のモンテカルロシミュレーションによる予測を利用する。

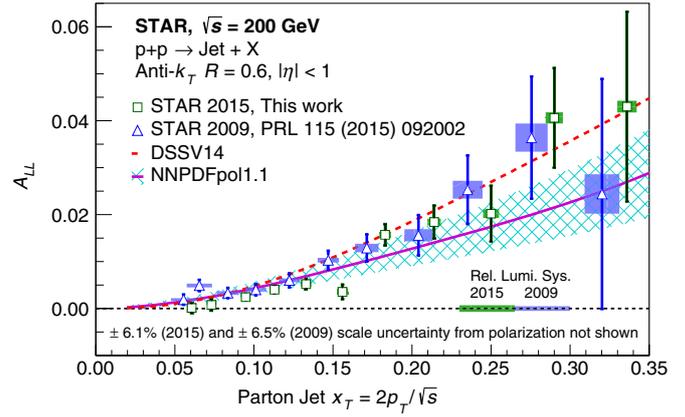


図6 STAR 実験で測定された $\sqrt{s} = 200$ GeV における縦偏極陽子-陽子衝突反応の中央ラビディティ領域 ($|\eta| < 1$) の単ジェット生成非対称度 A_{LL} 。横軸はジェットの横運動量 $x_T = 2p_T/\sqrt{s}$ で、2009年と2015年に取得した実験データをそれぞれ三角¹⁵⁾、四角¹⁶⁾で示す。実線とその線影、破線は衝突エネルギーに対するグローバル QCD 解析モデル計算^{14, 12)}。

一方グルーオンのスピンの寄与を測定するのに、この $0.05 < x < 0.2$ という価クォークが支配的に存在する領域だけで良いのか?との批判は常にある。図1が示すように、グルーオンが存在感を増すのはより低い x だからグルーオンが支配的になる低 x 領域へ積分範囲を広げなければ、グルーオン・スピン測定の決着には至らない。この決着は、低 x 領域を高統計測定できる EIC 実験を待たなければならぬ⁵⁾。

3. 海クォーク・スピン

弱い相互作用のパリティ非保存はよく知られている。弱い相互作用を媒介する W/Z ボソンの存在は1980年代に見つかった。特に荷電 W は左巻き粒子・右巻き反粒子としか相互作用をしない特徴を持つ。右巻き、左巻きは粒子のスピンの向きがその運動量方向に対して平行、反平行に相当する。質量0の粒子にとってこれは保存量である。RHIC の高エネルギー偏極陽子-陽子衝突の W 生成反応は、この特徴を活かせば陽子スピンにおけるクォークと反クォーク・スピンの寄与を調べるプローブとして有用である。一方の偏極陽子ビームのスピンの向きを特定すると、例えば、陽子スピンに平行なスピンを持つクォークと反平行なスピンを持つ反クォークによる W 生成と特定することができる。実験では、運動方向に対して平行・反平行にスピン偏極した陽子の W 生成断面積 σ_W^+, σ_W^- を測定し、以下の計算式でパリティ非保存単スピン非対称度 A_L として求める。

$$A_L = \frac{\sigma_W^+ - \sigma_W^-}{\sigma_W^+ + \sigma_W^-} \quad (3)$$

もう一つの利点は、 W ボソンの電荷によって関与するクォーク・反クォークのフレーバーをほぼ特定できること。図7のダイアグラム (a) が示す通り、 W^+ ボソンは主に電

荷 $+2/3$ の u クォークと電荷 $+1/3$ の反 d クォーク (\bar{d}) の対消滅過程で生成される。同様に W^- ボソンは (b) のように主に電荷 $-1/3$ の d クォークと電荷 $-2/3$ の反 u クォーク (\bar{u}) の対消滅過程で生成される¹⁵。前述の通りすでに u クォークと d クォーク・スピンの寄与は RHIC の運動学領域では良く測られているので、測定した A_L から反クォーク・スピンの寄与をフレーバー毎に算出することができる。終状態にハドロンを測定する SIDIS とは異なり、RHIC では W のハドロン崩壊ではなくレプトン崩壊チャンネルを測定することで、破碎関数によるモデル依存を算出過程から排除している。以上の利点から、海クォークの次世代測定的位置付けとされる。RHIC では2つの陽子ビームどちらも偏極しているが、 A_L の測定ではどちらかの陽子のみ縦偏極しているとして扱う。 W ボソンは陽子の80倍の質量(約

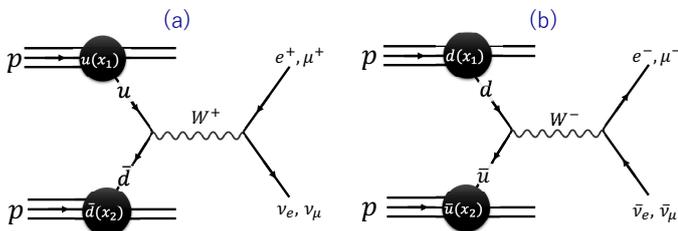


図7 高エネルギー非偏極陽子-陽子衝突の (a) W^+ 生成反応、(b) W^- 生成反応ダイアグラム。

80 GeV/c²) を持つ。このような重い粒子を十分な統計量生成するために、RHIC は最高衝突エネルギー $\sqrt{s} = 510$ GeV で稼働した。PHENIX 実験と STAR 実験いずれも W ボソンのレプトン崩壊チャンネルを測定対象としており、(反)電子¹⁷) または (反)ミューオン¹⁸) を検出した。ニュートリノは測定にかからないが、中央ラピディティ領域では W の質量エネルギーをほぼレプトンとニュートリノがバランス良く半分ずつ分け合うので、レプトンだけ測定しても比較的容易に W 崩壊由来であることを特定できる。一方前方・後方のラピディティ領域では、(W 生成に関わるパートンの元々の運動量割合 x が運動学に寄与する効果が無視できなくなり、) このバランスは適用できず高エネルギーかつレプトン単独で検出される事象を、他のバックグラウンドレプトン事象から識別する慎重な解析を要する。このような解析を経て、PHENIX、STAR 両実験ともに W の単スピン非対称度 A_L の測定に成功した。その結果を図8にまとめて示す。PHENIX と STAR ではアクセプタンスやレプトンエネルギーのカット条件が違っているので、注意が必要である。新たに得られた RHIC のデータは全体的に有限の非対称性を示している。 \bar{u} クォーク¹⁶、 \bar{d} クォーク・

¹⁵ $W^+(W^-)$ はごく稀に $u\bar{s}(s\bar{u})$ のような重いフレーバーの組み合わせでも生成されるが、RHIC のエネルギーでは無視できる程頻度が低い。

¹⁶ 比較的高精度の W^+ の中央ラピディティ付近のデータは \bar{u} クォーク・スピンの寄与が有限としないと説明できない。

スピンの寄与¹⁷共にゼロではないことを示唆している。また、過去の SIDIS データが色濃く反映されたグローバル QCD 解析で予測した理論予測(実線、点線や破線等)と一致しない点も見られ、既存の理解に改善を促している。 W^+ の後方(負の η) データがいささか予測よりも非対称度が小さい傾向から、 \bar{d} クォーク・スピンの寄与は現行理論予測よりもやや小さいことを示唆し、 W^- のデータが予測 A_L を顕著に上回っていることから、 \bar{u} クォーク・スピンの寄与は大きいことを示唆している。

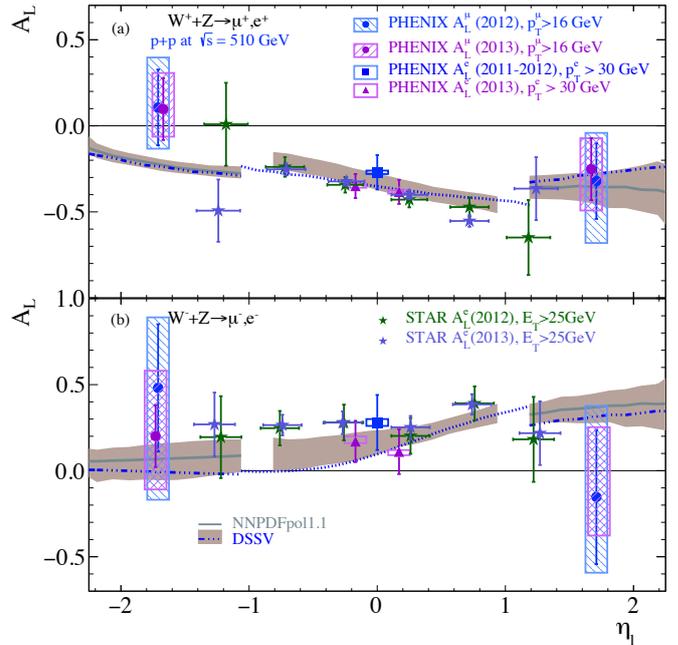


図8 W と Z ボソンからの正・負崩壊レプトンの単縦スピン非対称度 A_L をレプトンのラピディティの関数としてプロットした^{17, 18})。比較のために、RHIC のデータを含めずにグローバル QCD 解析した異なる二つの理論予測を実線¹⁴)、点線や破線等¹²) で示す。

これらの次世代新測定データは様々なモデルの検証に役立てられている。陽子の基底状態を核子と π 中間子の系の複合状態であるとする π 中間子の雲モデルは、陽子の様々な特性を記述するのに成功しているが、モデルの中には海クォーク \bar{u} と \bar{d} のスピン偏極分布の差は海クォーク \bar{u} と \bar{d} 非偏極分布の差と同じ符号を持つと予測するものもある。RHIC の W 測定結果は、そのモデルを棄却した。対照的に他のモデル、例えばカイラルクォーク・ソリトン・モデルが予測する符号は実験データに一致しており、定性的には実験データと合っている。

4. 横偏極陽子衝突による陽子内部の軌道運動の研究

陽子スピン $1/2$ に対するグルーオン・スピンの寄与の値が明らかになってきたため、陽子スピンの理解として重要

¹⁷ W^- のデータが $\eta < 1$ 以下で常に理論モデルよりも大きいのは、 \bar{d} が理論の想定よりも大きく且つゼロではないことを示唆している。

性が増しているのはクォークとグルーオンの軌道運動による寄与の研究である。クォーク・スピンの寄与が30%、グルーオン・スピンの寄与が40%であるならば、残りの30%はクォークとグルーオンの軌道角運動量が担うというのが式(1)のスピンの和則の示すところであり、これを証明したい。RHICでの研究だけでは軌道角運動量に直接結び付けて決定することはできないが、クォークとグルーオンの軌道運動の測定を行うための理論的枠組みは整っている。そして次世代のEIC実験と合わせることで、軌道角運動量の決定ができることが示されている。

軌道運動の研究は進行方向に対して垂直方向に偏極(横偏極)した陽子ビームを用いた前方測定実験での π 中間子の大きな左右非対称度の発見から発展してきた。図9に示されるように、横偏極した陽子と無偏極な陽子との衝突において、終状態にハドロン(π , K, η , D, J/ ϕ 中間子等)や(仮想)光子を生成する反応で、生成断面積が入射陽子のスピンの向きに依存する現象を単スピン非対称(SSA)と呼び、衝突軸の方位角 ϕ に対する非対称性として表れる¹⁹⁾。SSAを表す左右非対称度 A_N は偏極の軸に対して左側への粒子生成断面積 σ_L と右側への断面積 σ_R から

$$A_N = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R} \quad (4)$$

のように求められる。

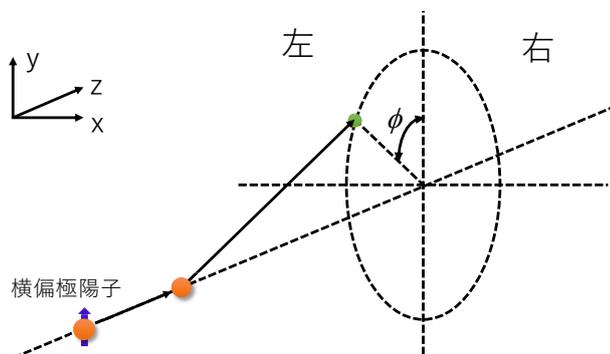


図9 横偏極した陽子と無偏極な陽子との衝突において、終状態にハドロンや光子を生成する反応で、生成断面積が入射陽子のスピンの向きに依存する現象を単スピン非対称(SSA)と呼ぶ。

前方に生成された π 中間子が大きな左右非対称度を持つことは1970年代に10 GeV以下の偏極陽子ビームによる固定標の実験で発見され、その後1990年頃に米国フェルミ加速器研究所で200 GeVの偏極陽子ビームを用いた固定標の実験が行われ、高エネルギーでも A_N が消えないことが示された²⁰⁾。高エネルギー散乱実験の多くの現象をよく再現する「互いに独立なクォーク、グルーオンから成る陽子」という単純な描像ではこの大きな非対称度を説明できないことが知られていた。高エネルギー過程の記述に成功してきたpQCDのパートンモデルでは、SSAは $\alpha_s m_q/Q$ (α_s は強結合定数、 m_q は u , d クォークの質量、 Q は1 GeV

以上の高エネルギースケール)程度の無視できる値しか与えない²¹⁾。そしてRHICでの偏極陽子衝突型実験では、さらに10倍高い重心系エネルギーの衝突でも π 中間子の左右非対称度は、同様な大きさを持つことが示された。図10は、 π^0 が広い衝突エネルギーと横運動量 p_T の範囲で大きなスピン非対称度を持つことを示している²²⁾。

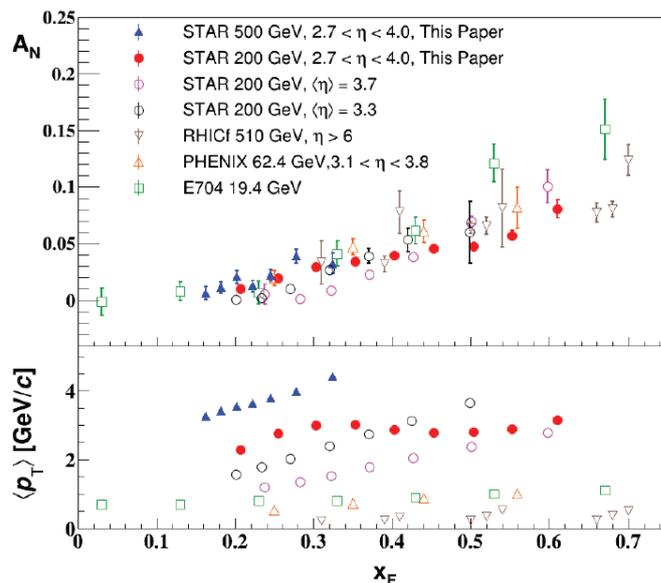


図10 Fermilab-E704実験、STAR実験、PHENIX実験、RHICf実験により測定された π^0 の A_N の結果。

現象としては極めて単純なSSAであるが、その発生機構をQCDから解明するためには、散乱過程を解析する理論的枠組みの拡張が必要である。陽子の構造を単に縦方向の運動量分布という1次元的な記述で理解するのではなく、「クォーク・グルーオン描像」で省略されてきた自由度に光を当てる。SSAはハドロン生成を伴うSIDISや陽子-陽子衝突過程の断面積に様々な方位角非対称性として現れるため、その起源を明らかにすべく、RHICにおいてもさらに詳細な測定が進行している。

SSA理論の発展により、大きなSSAを可能にする2つのメカニズムが提案されている。その1つは、2.1章で述べた因子化を、パートンの横運動量を含めて拡張した「横運動量依存(TMD=Transverse Momentum Dependent)因子化」の枠組み²³⁾で定義されるパートン分布・破砕関数によりSSAを記述するものである。陽子の運動方向(縦方向)に対する既存のパートン分布関数に対し、それに垂直な「横」方向への拡張、一般化を行う。これは陽子構造を3次元に拡張したものであり、パートンの軌道運動を含む。陽子内部のパートンの軌道運動を表すためには、陽子内部の位置と運動量が必要なので、3次元への拡張が必要となる。もう1つは、横運動量を導入せず既存の因子化の枠組みで、パートンの量子的多体相関の結果現れる「ツイスト3観測量」^{24, 25)}としてSSAを記述する(ツイスト3機構)もの

である。

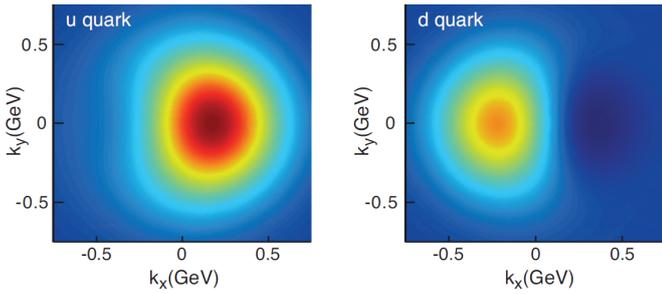


図 11 縦軸方向に横偏極した陽子中でのクォークの軌道運動を示す横運動量分布の非対称性を表す Sivers 関数²⁵⁾。

TMD 分布関数の 1 つに横偏極陽子中での無偏極クォークの横運動量分布の陽子スピンの向きに対する非対称性を示すものがあり、発見者の名にちなんで Sivers 分布関数²⁶⁾と呼ばれている。図 11 は横偏極した陽子中でのクォークの軌道運動を表し、 u クォークと d クォークは反対方向の軌道運動を行っていることを示す。この関数は通常の破砕関数と対をなすことで、 π 中間子生成における A_N を記述できる。

TMD 破砕関数も定義される。特に重要なのは、Transversity 分布 $\delta q(x)$ と対をなすことで SSA を引き起こす Collins 破砕関数である²⁷⁾。これは、横偏極したクォークから、 π 中間子などの（無偏極）ハドロンがクォーク・スピンと垂直方向の横運動量を伴って生成される際の、クォーク・スピンと横運動量との相関を表す関数である。

陽子中のパートンの運動は本来 3 次元的であるはずなので、パートンの横運動量依存を含む TMD 分布・破砕関数は、1 次元的な縦方向の運動量分布を記述するパートン分布・破砕関数の自然な拡張としてかなり古くからその存在が認識されていた。しかしながら、特に注目されるようになったのは比較的最近であり、その背景には、上述した大きな A_N の発見がある。TMD 分布関数は、陽子中におけるクォーク分布の運動量空間における 3 次元構造を表している点でおおきな関心を集め、その測定が進行している。

一方、TMD 因子化によらず既存の因子化の枠組み SSA を記述する方法では、pQCD で計算されるハード過程の断面積に $(M/Q)^{t-2}$ (M は陽子の質量) のオーダーで寄与する分布・破砕関数は「ツイスト t 」の関数と呼ばれる。高エネルギーで主要項として効くツイスト 2 の分布・破砕関数は、確率分布関数としての意味を持つ¹⁸⁾。ツイストが 3 以上の分布・破砕関数の寄与は「高次ツイスト効果」と呼ばれる。それらは、パートン間の量子的多体相関による効果であり、確率解釈を持ったパートン分布関数の寄与とは本質的に異なる。ツイスト 3 相関関数の代表的なものとして横偏極陽子中のクォーク・グルーオン相関関数や純粋にグルーオン間の相関を表す 3 グルーオン相関関数、パートン

¹⁸⁾このツイスト 2 がいわゆるパートンモデルの枠組み。

からハドロンへの破砕過程に現れるツイスト 3 破砕関数などがある。

上記の TMD 分布・破砕関数とツイスト 3 相関関数の 2 つの機構は異なる運動学領域の SSA を記述する点で相補的である。RHIC での横偏極に対する測定として重要な課題は、前方の粒子生成に対する非対称度の、粒子の持つ横運動量 p_T への依存性を明らかにすることである。陽子-陽子衝突におけるハドロン生成過程に対する高い p_T での非対称度はツイスト 3 の効果により説明することができる。

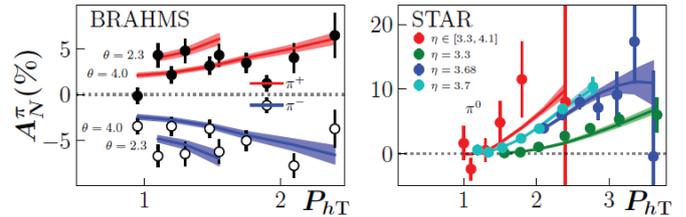


図 12 JAM 共同研究グループによるグローバル QCD 解析の結果。TMD の効果とツイスト 3 の効果を取り入れ、DIS 過程、 e^+e^- 衝突、陽子衝突の非対称度データに対するグローバル QCD 解析が行われた²⁸⁾。

図 12 には最近 JAM 共同研究グループにより行われたグローバル QCD 解析の結果を示す。TMD の効果とツイスト 3 の効果を取り入れ、DIS 過程、 e^+e^- 衝突、陽子衝突の非対称度データに対するグローバル QCD 解析が行われた²⁸⁾。RHIC の初期に PHENIX 実験、STAR 実験とは異なる衝突点で行われた BRAHMS 実験は前方スペクトロメータによる荷電粒子生成を測定した比較的小規模な実験である²⁹⁾。単独のメカニズム、単独の関数だけではこの結果が示すような精度で全ての実験結果を説明することはできない。pQCD を拡張した 2 つのメカニズムを含めてグローバル QCD 解析を行うことによりここまでの整合性を持った成功を収めることができる。

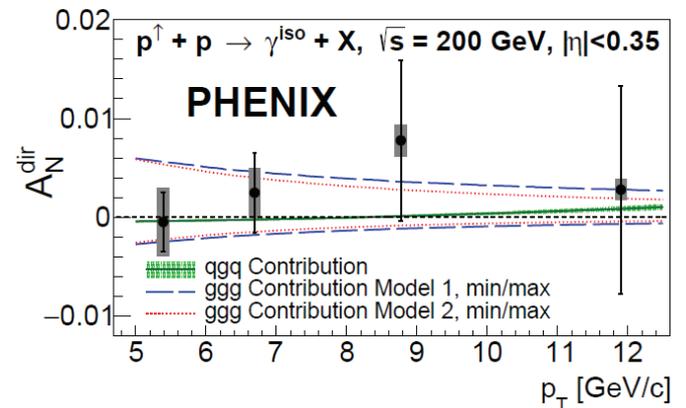


図 13 PHENIX 実験の中央電磁カロリメータを用いた光子の直接生成過程に対する A_N 測定結果。

JAM のようなグローバル QCD 解析において陽子内部の 3 グルーオン相関関数に大きな制限を与える A_N の測定結

果が最近得られた。PHENIX 実験における光子の直接生成過程に対する A_N の測定である。図 13 にその結果を示す³⁰⁾。光子の直接生成過程ではグルーオンとクォークの散乱から直接光子が生成される。グルーオン同士の融合による重いクォーク生成と共に陽子内部のグルーオンを調べることができる最もきれいな過程である。RHIC において偏極陽子衝突が高輝度、高偏極度で達成されたことにより、光子の直接生成過程に対する A_N の測定は 1% 以下という精度で行われた。これは 3 グルーオン相関関数の理論計算の予想と同程度であり、3 グルーオン相関関数に対する大きな制約となる。

一方、RHIC での横偏極衝突の非対称度測定として、pQCD だけでは説明できない現象も得られた。AnDY 実験は前方のジェット生成に対する A_N を測定したところ非常に小さい値であることを報告した³¹⁾。AnDY 実験は BRAHMS 実験の跡地に前方電磁カロリメータを設置して前方ジェットの電磁成分を測定した実験である。前方のハドロン生成が大きな値の A_N を示すのに対して、奇妙な結果である。この結果は STAR 実験の前方電磁カロリメータを用いたジェットの電磁成分の測定においても確かめられた²²⁾ (図 14)。

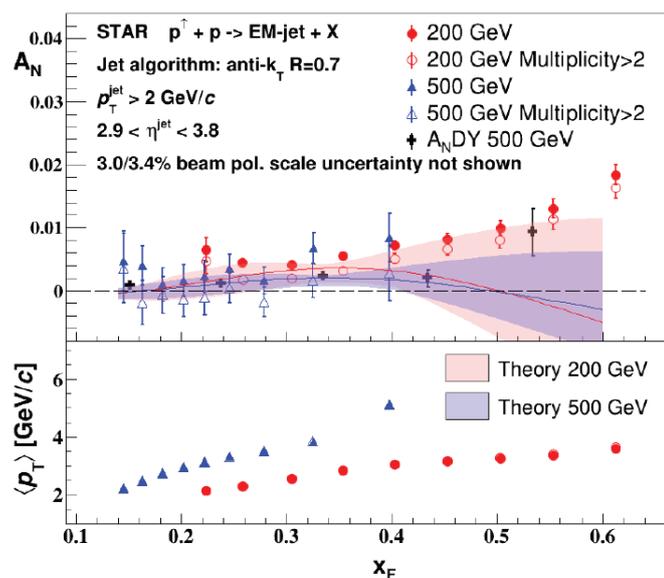


図 14 STAR 実験の前方電磁カロリメータを用いたジェットの電磁成分に対する A_N 測定結果と AnDY 実験の結果の比較。

ジェットは陽子内部のパートン (クォーク、グルーオン) が衝突過程で散乱され、終状態のパートンの破砕の結果として生成される。pQCD ではジェット生成の A_N もハドロン生成の A_N と同様に大きな値を持つことが期待された。この結果は、 u クォークと d クォークに起因するジェット生成の A_N の符号が互いに逆のためにキャンセルされた可能性もある。しかし、ハドロン生成の A_N 自体が pQCD 以外のメカニズムに因る可能性も考えられる。

そこでハドロン生成としてジェット内部のハドロンと、そ

れ以外のハドロンの A_N の比較が行われた。ジェットはパートンが破砕したものであるため、生成される粒子の多重度が高い。STAR 実験が前方の電磁カロリメータを用いた π^0 生成の A_N に対して光子の多重度依存性を調べたところ、多重度が高いジェット起源と考えられる π^0 の A_N は、ジェットから切り離された (isolated) π^0 の A_N に比べて小さい値となることを示した²²⁾。この結果の解釈として考えられる一つは Collins 破砕関数の z 依存性¹⁹⁾であり、もう一つは前方ハドロン生成の A_N が pQCD で計算されるハードな過程とは異なる回折現象などのソフトな過程に基づく可能性である。

また前述の図 10 に示される RHICf 実験が示す低い p_T の π^0 の A_N もまた同様な可能性を示す結果である³³⁾。RHICf 実験は超前方に生成される π^0 生成の A_N を測定した。この p_T の低い領域は pQCD が適用できないソフトな過程に支配される領域のため、高い p_T で示されるような大きな A_N はないか又は異なる A_N の値の振舞いが予想されたが、測定したところ図 10 が示すように、高い p_T の結果と非常に近いスケールされた結果が示された。このスケールされた結果は前方の π^0 の A_N が広い p_T の範囲に渡る共通なメカニズムによるものであることを示唆するが、それはソフトな過程である可能性を示している。

これらの現象は、軌道運動の陽子スピンに対する寄与の研究とともに RHIC の運転終了までの偏極陽子衝突実験の中心的な課題となり、高度化された実験装置による研究を継続する。

5. まとめと今後の展望

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説明する試みは、QCD の長年の課題である。陽子のスピン和則によれば、陽子スピン 1/2 はクォークのスピン、グルーオンのスピン、クォークとグルーオンの軌道角運動量の和で与えられる。実験技術と QCD の発展に伴い、それぞれの要素は一つ一つ丁寧に測定されてきた。先行する高エネルギー偏極レプトン-陽子散乱によってクォーク・スピンの寄与は 1/3 程度であることが特定された。グルーオン・スピン寄与やクォーク・スピン寄与の海クォーク成分の精密測定を目指し、2000 年代に RHIC の偏極陽子-陽子衝突実験プログラムが立ち上がった。海クォーク・スピンの寄与に対しては、PHENIX 及び STAR の 2 大実験で W ボソン生成を介した次世代測定により、従来の知見の精度向上に成果を出した。また、グルーオン・スピンの寄与は 10 年に及ぶ測定の末、ついにゼロではなく大凡クォーク・スピンと同程度とのあたりがつけられた。この結果により、陽子のスピン和則における最後の未知成分となった軌道角運動量成分が改めて脚光を浴びて

¹⁹⁾Collins 破砕関数には z 依存性があり、 z が低いと非対称度は小さくなり、逆に z が大きくなると高くなる傾向がある³²⁾。多重度が高いと個々の粒子の z は小さくなるので、必然的に非対称度は小さくなる。

いる。その軌道角運動量の測定は、スピンの寄与の測定では必要のなかった陽子の3次元描像が要求されるため、長らく未知な状態が続いていた。しかし近年の急速な理論の発展により、RHIC実験のSSA測定からようやく核内パートンの軌道運動のヒントが得られ始めている。RHICスピンプログラムは、まさに陽子の1次元描像から3次元描像へ拡張させるQCDの野心的試みと共に歩み、試行錯誤の場を提供してきた。総じてRHICスピンプログラムは、DIS実験によって提起された「陽子スピンの謎」に関する研究を、その解明まで後一步の所まで大きく前進させた。

「陽子スピンの謎」の決着には、グルーオン・スピンの寄与の精度向上と軌道角運動量の高精度で直接的な測定が必要だが、それには2030年頃に稼働が予定されているEICを待たなければならない。EICでは高エネルギー且つ高輝度の恩恵で、様々な過程について運動学的に広範囲な領域を高統計で測定できる。レプトン散乱ではグルーオン・スピンを直接測定できないが、高次効果の圧倒的な高統計での測定により低 x グルーオンの寄与が測定できる⁵⁾。また軌道角運動量を測定するには、厳密には包括測定でも半包括的測定でもない終状態の運動学をきちんと把握できる「排他的測定」をしなければならない。排他的測定の難点は断面積が小さいことだが、高輝度のEICでは高統計の測定ができる⁵⁾。RHICのスピンプログラムはEICの建設を前にそのミッションは完了されるが、そのバトンは同じRHICを改造して生まれかわるEIC実験に引き継がれる。EICでの軌道角運動量の測定を通し、陽子の3次元構造も明らかになるだろう。2次元のレントゲン時代から、CTスキャンの登場によって医療が飛躍的に発展したように、「陽子スピンの謎」研究も、EICの登場によって大きく飛躍することが期待される。

本記事の挿絵を作成してくれた京都大学iPS細胞研究所の大内田美沙紀氏に感謝する。

参考文献

- 1) M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018) and 2019 update.
- 2) R. Jaffe and A. Manohar, Nuclear Physics **B 337**, 509 (1990).
- 3) 柴田利明, 日本物理学会誌 **67**, 738 (2012).
- 4) A. Airapetian *et al.*, Phys. Rev. D **75**, 012007 (2007).
- 5) 秋葉康之, 後藤雄二, ラルフサイデル, 中川格, “電子-イオン衝突型加速器 (EIC) 計画”, 原子核研究, 第65号2巻 (2020), A. Accardi *et al.*, Eur. Phys. J. A **52**, no. 9, 268 (2016), E. C. Aschenauer, R. Sassot and M. Stratmann, Phys. Rev. D **92**, 094030 (2015).
- 6) B. Adeva *et al.* [SMC Collab.], Phys. Rev. D **70**, 012002 (2004).
- 7) A. Airapetian *et al.* [HERMES Collab.], JHEP **08**, 130 (2010).
- 8) C. Adolph *et al.* [COMPASS Collab.], Phys. Rev. D **87**, 052018 (2013), *ibid.*, Phys. Lett. B **753**, 573 (2016).
- 9) E. Aschenauer *et al.*, nucl-ex/arXiv:1501.01220 (2015).
- 10) G. Bunce *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Sci. **50**, 525 (2000).
- 11) PHEIX Collab., Phys. Rev. D **93**, 011501R (2016), *ibid.*, Phys. Rev. D **90**, 072008 (2014).
- 12) D. de Florian *et al.*, Phys. Rev. Lett. **113**, 012001 (2014).
- 13) E. Leader, A.V. Sidorov, and D.B. Stamenov, Phys. Rev. D **82**, 114018 (2010).

- 14) E.R. Nocera *et al.*, [NNPDF Collab.], Nucl. Phys. B **887**, 276 (2014).
- 15) L. Adamczyk *et al.*, [STAR Collab.], Phys. Rev. Lett. **115**, 092002 (2015).
- 16) M. S. Abdallah *et al.* (STAR Collab.), Phys. Rev. D **103**, L091103 (2021).
- 17) A. Adare *et al.* [PHENIX Collab.], Phys. Rev. Lett. **106**, 062001 (2011), M. M. Aggarwal *et al.* [STAR Collab.], Phys. Rev. Lett. **106**, 062002 (2011), A. Adare *et al.* [PHENIX Collab.], Phys. Rev. D **93**, 051103 (2016), J. Adam *et al.* [STAR Collab.], Phys. Rev. D **99**, 051102 (2019).
- 18) A. Adare *et al.* [PHENIX Collab.], Phys. Rev. D **98**, 032007 (2018).
- 19) 小池裕司, 斎藤直人, 日本物理学会誌 **60**, 534 (2005).
- 20) D. L. Adams *et al.* [E581 and E704], Phys. Lett. B **261**, 201-206 (1991).
- 21) G.L. Kane, J. Pumplin, W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41**, 1689 (1978).
- 22) J. Adam *et al.* [STAR Collab.], Phys. Rev. D **103**, 092009 (2021).
- 23) J. Collins, Foundation of Perturbative QCD (Cambridge, 2011)
- 24) J. Qiu, G. Sterman, Nucl. Phys. B **378** (1992) 52.
- 25) H. Eguchi, Y. Koike, K. Tanaka, Nucl. Phys. B **763** (2007) 198.
- 26) D. Sivers, Phys. Rev. D **41** (1990) 83; Phys. Rev. D **43** (1991) 261.
- 27) J. C. Collins, Nucl. Phys. B **396** (1993) 161.
- 28) J. Cammarota *et al.* [JAM Collab.], Phys. Rev. D **102**, 054002 (2020).
- 29) I. Arsene *et al.* [BRAHMS Collab.], Phys. Rev. Lett. **101**, 042001 (2008).
- 30) U. A. Acharya *et al.* [PHENIX Collab.], [arXiv:2102.13585 [hep-ex]].
- 31) L. C. Bland *et al.* [AnDY Collab.], Phys. Lett. B **750**, 660-665 (2015)
- 32) M. Anselmino *et al.*, Phys. Rev. D **92**, 114023 (2015).
- 33) M. H. Kim *et al.* [RHICf Collab.], Phys. Rev. Lett. **124**, 252501 (2020).

著者紹介または非会員著者の紹介

後藤 雄二氏：専門は高エネルギー原子核実験物理、特に核子構造の研究。趣味はマンガや読書、映画鑑賞。

サイデル ラルフ氏：専門は核子構造研究。特に横スピンと横運動量の分布関数と破碎関数。EICの準備。趣味は水泳、サッカー(観戦)、家族との時間。

中川 格氏：専門は核子構造研究。最近はクォーク・グルーオン・プラズマ研究にも手を広げている。趣味は料理、読書(主に純文学)、トライアスロン。

(2022年5月12日原稿受付)

Study of the spin structure of the proton using high-energetic, polarized proton + proton collisions

Yuji Goto, Ralf Seidl, and Itaru Nakagawa

abstract: The so-called "proton spin puzzle" has been a long standing question in the study of the strong interaction, QCD. In order to disentangle it, the different contributions to the proton spin from quark spins, gluon spins and their orbital angular momenta need to be extracted. We review how well these components have been experimentally obtained at present and its theoretical impact.