

## 目次

2.6.1	高エネルギー QCD・核子構造とは	3
2.6.1.1	研究の目的と意義	3
2.6.1.2	歴史と概観	4
2.6.2	分野の現状	7
2.6.2.1	核子構造研究の理論的基盤	7
2.6.2.2	核子の“縦”スピン構造	9
2.6.2.3	横偏極現象とシングルスピン非対称度の物理	10
2.6.2.4	核子の3次元構造	12
2.6.3	最近の進展	16
2.6.3.1	核子スピンパズルの解明	16
2.6.3.2	横偏極現象の解明	18
2.7	核子の三次元構造と軌道角運動量	19
2.7.0.1	非偏極核子構造に関する研究の決定	21
2.7.0.2	小さい $x$ 領域の構造関数	22
2.7.0.3	大きい $x$ 領域の構造関数	22
2.7.0.4	破碎関数の測定	23
2.7.0.5	形状因子の測定	23
2.7.1	今後の展望	26
2.8	目標	26
2.8.0.1	その他の目標・より将来の目標	27
2.9	実験計画	27
2.9.0.1	CERN/COMPASS	27
2.9.0.2	BNL/RHIC	27
2.9.0.3	Fermilab/E1039	30
2.9.0.4	KEK/Belle	30
2.9.0.5	JLab	30
2.9.0.6	J-PARC	30
2.10	タイムライン	31
2.10.1	他 WG、他分野との連携	31
2.10.1.1	高エネルギー重イオン物理	31
2.10.1.2	ハドロン物理	31
2.10.1.3	ストレンジネス核物理、不安定核物理、精密核物理	31
2.10.1.4	計算核物理	31
2.10.1.5	基礎物理	32
2.10.2	まとめ	32

## 2.6 高エネルギー QCD・核子構造の物理

### Physics of Nucleon Structure

氏名 Name 所属

## 2.6.1 高エネルギー QCD・核子構造とは

### 2.6.1.1 研究の目的と意義

原子核物理学において核子（およびハドロン）は原子核の基本的構成要素である。我々は高エネルギー散乱・衝突と強い相互作用の基礎理論である量子色力学（QCD）を利用して、核子の内部構造をクォーク・グルーオンにより理解することを目的としている。

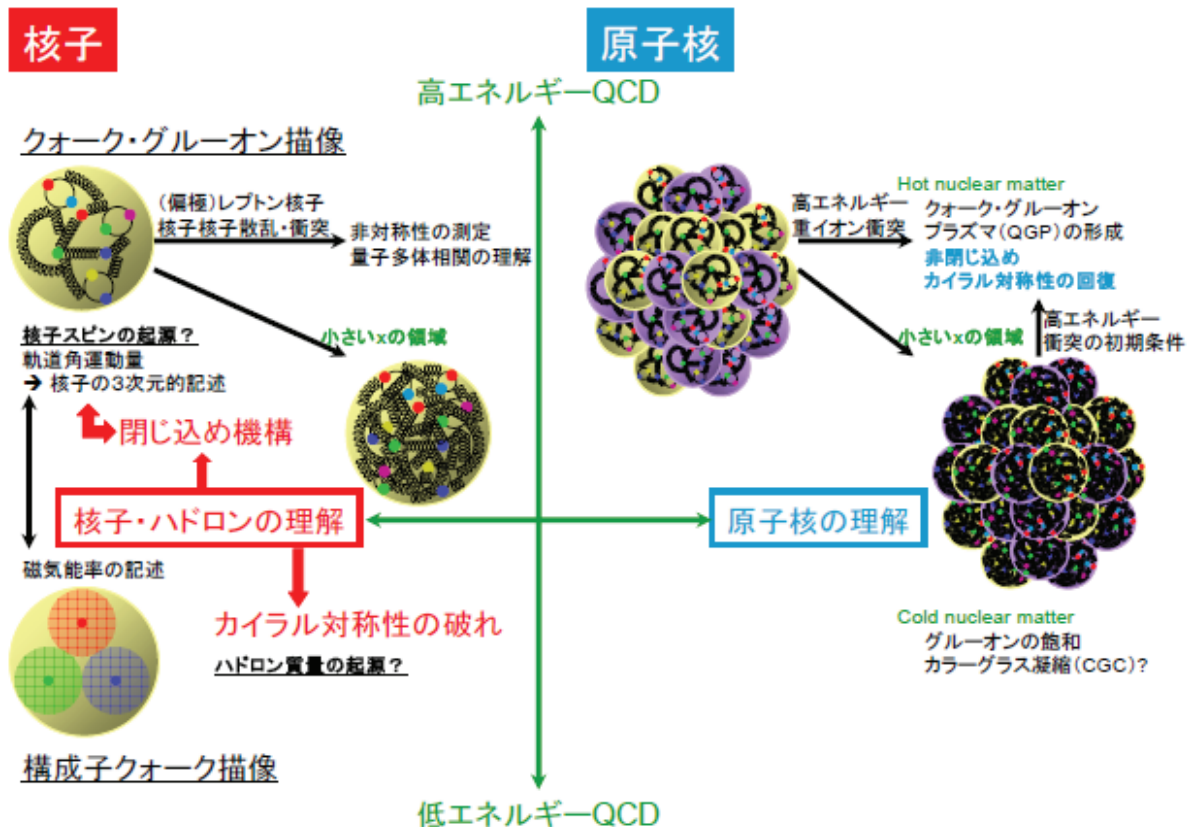


図 2.6.1: クォーク・グルーオン描像による核子・ハドロンおよび原子核の理解。

図 2.6.1 にクォーク・グルーオン描像による核子と原子核の内部構造を模式的に示す。低エネルギーにおける核子は構成子クォーク描像で記述され、磁気能率など多くの性質を上手く説明することができる。反面、高エネルギー散乱・衝突ではクォークだけで核子のスピンを説明できない様に、核子はより多様な内部構造を示す。ここで重要な役目を果たすのはグルーオンであり、またクォーク・グルーオンの軌道運動である。核子はその内部に閉じ込められているクォーク・グルーオンの最も基本的な無限多体系としてとらえることもできる。軌道角運動等を含んだ核子の多次元の構造を実験により決定し、クォーク・グルーオン量子的多体相関を研究することによりクォーク閉じ込め機構の解明を目指す。

この核子・ハドロンに対する理解は原子核に対しても適用され、原子核のクォーク・グルーオン描像による新たな理解へもつながる。特に興味深いのは「小さい  $x$ 」と呼ばれる運動学的領域であり、小さい運動量の比を担うグルーオンは核子や原子核内部で飽和していると考えられている。この領域を

実験により決定することは、高エネルギー重イオン衝突で生成される非閉じ込め状態のクォーク・グルーオンプラズマ (QGP) 生成の初期条件を理解するためにも重要である。

### 2.6.1.2 歴史と概観

#### ■ 形状因子から構造関数へ：クォーク・グルーオンによる核子構造の理解

核子の内部構造に関する研究は、1960年代のSLACにおける形状因子の測定に始まる。散乱される電子からの4元運動量移行  $q$  の2乗  $Q^2 = -q^2 (> 0)$  の関数として測定された形状因子は、広がりを持った核子中の電荷分布と磁気能率分布を露わにした。核子の内部構造は、1969年のMIT-SLACによるレプトン核子深非弾性散乱 (DIS=Deep Inelastic Scattering:  $ep \rightarrow eX$ <sup>1</sup>) 実験によりさらに明らかにされていった。DIS実験で測定される核子の構造関数は、運動学的には  $Q^2$  と  $\nu = P \cdot q$  ( $P$  は核子の4元運動量) の2変数関数であるが、 $Q^2$  と  $\nu$  がともに数  $\text{GeV}^2$  以上の領域では、両者の比  $x_{Bj} = Q^2/2\nu$  のみの1変数関数のように振る舞い、 $Q^2$  への依存性は極めて弱いことが明らかにされた。この振る舞いはBjorken スケーリングと呼ばれ、電子の核子からの散乱が、互いに相互作用をしていない点状の粒子からの非コヒーレントな散乱として引き起こされている結果であり、この点状の粒子は「パートン」と名づけられた。しかも、構造関数の間に成り立っている関係 (Callan-Gross の関係) から、パートンもまたスピン  $1/2$  の粒子であることが明らかになった。ここに至って、パートンはハドロンの構成子として提案されていた「クォーク」と同一視されるようになり、高エネルギー過程を記述するBjorken-Feynmanの「クォーク・パートン模型」が確立した。さらに、1973年に発見された非可換ゲージ理論の「漸近的自由性」がBjorken スケーリングに相応しいことから、クォークの動力学をSU(3)ゲージ理論で記述する研究が始まった。クォーク間の力を媒介するゲージ粒子はグルーオンと呼ばれ、この理論は量子色力学 (QCD) として発展していった。漸近的自由性のため高エネルギー (短距離) でのクォーク・グルーオンの相互作用は強結合定数に関する摂動として計算が可能となるが、この摂動論的QCDにより構造関数に見られた弱い  $Q^2$  依存性 (「スケーリング則の破れ」) は見事に説明され、強い相互作用の基礎理論としてのQCDの地位は揺るぎないものとなった。

#### ■ パートン構造と摂動論的QCD

パートン模型と摂動論的QCDを組み合わせた枠組みでは、核子の内部構造はパートン分布関数 (PDF = Parton Distribution Function)  $f_a(x, \mu)$  ( $a = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$ ) で表される。 $x$  は核子に対するパートンの運動量比、 $\mu$  は分布関数が測定されるエネルギースケールである。粒子のビーム軸、衝突軸を“縦”方向として、 $x$  は縦運動量比とも呼ばれる。図2.6.2にPDFの  $x$  分布を示す。もし核子が相互作用しない3つのクォークだけから成り立っているとすると分布関数はa)の様に  $x = 1/3$  にデルタ関数的なピークをもつ。しかし、クォーク同士はグルーオンを媒介として相互作用をしておりb)の様にピークは幅を持つ。さらにグルーオンがクォーク・反クォーク対 (海クォーク) に分裂するとc)の様にさらに小さい  $x$  の成分が生まれる。この相互作用によるPDFへのQCD摂動論的影響はスケール依存性として現れ、DGLAP (=Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 発展方程式により記述される。1979年代以降にはSLAC、CERN、DESYなどでより広範な運動学領域でDIS実験が

<sup>1</sup>X は観測されない粒子群全体をあらわす。

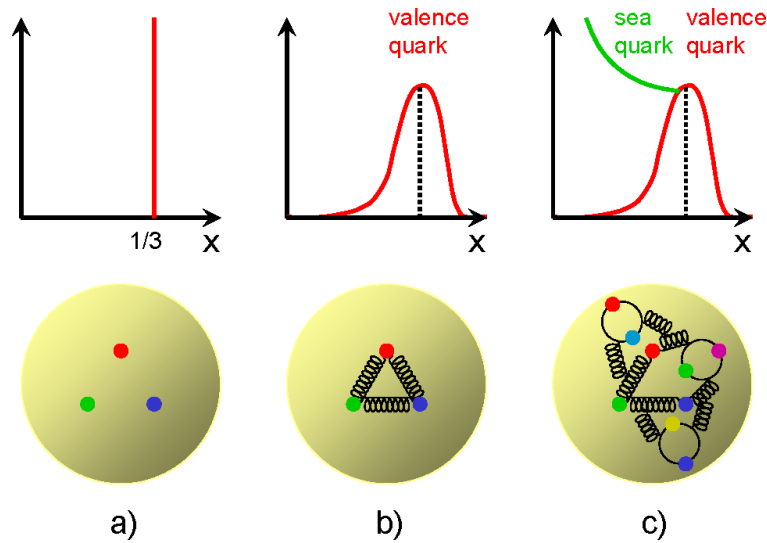


図 2.6.2: 互いに独立なパートンから成る核子の描像。  $x$  はいわゆる Bjorken の  $x$  で、“縦”（ビーム軸、衝突軸）方向のパートンの運動量の割合を表す。

行われ、パートン分布関数に関する知識が蓄積されていった。DIS 実験のみならず、終状態に  $\pi$  中間子などのハドロンも捕らえる半包括 DIS 実験 ( $ep \rightarrow ehX$ ) や陽子- (反) 陽子衝突における高横運動量ジェット生成、ハドロン生成 ( $pp(p\bar{p}) \rightarrow hX$ )、光子の直接生成 ( $pp(p\bar{p}) \rightarrow \gamma X$ )、Drell-Yan レプトン対生成 ( $pp(p\bar{p}) \rightarrow \ell^+ \ell^- X$ )、さらにはウィークボソン生成 ( $pp(p\bar{p}) \rightarrow W^\pm (Z^0) X$ ) などの各プロセスもパートン模型と摂動論的 QCD により記述され、同時にパートン分布関数はより高い精度で決められていった。その結果、数 GeV のエネルギースケールでは核子の運動量はクォーク・反クォークとグルーオンによりそれぞれ 50% ずつ運ばれていることが示された。  $x$  の大きな領域 ( $x > 0.1$ ) では核子の運動量は価クォークにより運ばれるが、小さな領域では海クォークやグルーオンの密度が増し特に  $x \rightarrow 0$  ではグルーオン密度が極めて高い状態になっていること、反アップクォークと反ダウンクォークの分布が大きく異なっていること (反クォークフレーバー対称性の破れ) 等が明らかにされた。パートン間のハード断面積に対する摂動論的 QCD による高次補正項の計算もすすめられた。  $x \rightarrow 0$  や  $x \rightarrow 1$  などの  $x$  領域や、終状態に観測する粒子の横運動量の小さい領域など、位相空間の端で起こる (対応する運動学変数についての) 大きな対数的寄与については、摂動論の全次数で足し上げる再足し上げ理論 (Resummation) が発展した。

精密化されたパートン分布関数と摂動論的 QCD の計算技術は、QCD に基づいた現象の定量的説明を与えると同時に、LHC などで進行している新物理探索のための必要不可欠な道具にもなっている。

## ■ 核子スピンの起源

実験技術の進歩により、スピン偏極したレプトンとスピン偏極した核子を用いる実験も行われるようになった。スピン依存過程には、核子内で各パートンが担っている「スピンの分布」を表す偏極パートン分布関数が寄与する。80 年台に行われた CERN の EMC グループによる偏極陽子標的を利用した DIS 実験に始まる一連の偏極実験の結果は、核子スピンの対クォークスピンが担う割合が 25% 程度にすぎないことを明らかにした。これは、構成子クォーク描像による理解から大きくはずれた結果で

あり、核子の「スピンの起源」を探る研究へと発展した。残りの75%はグルーオンのスピンあるいはクォークやグルーオンの軌道角運動量によって運ばれているはずである。一方で、そもそもQCDから核子のスピンをこのように分解できるのかは自明ではない。理論的研究により、核子スピンをクォーク・グルーオンそれぞれに対するゲージ不変なスピンと軌道角運動量に確かに分解でき、各成分を実験観測量と結び付けられることが明らかになった。グルーオン・スピンの寄与を表す偏極グルーオン分布  $\Delta G(x)$  については、偏極DIS実験のみならず、終状態に大きな横運動量を持ったハドロン対や重いクォークを含む中間子の生成を伴う半包括DIS過程 (i.e.,  $\bar{e}p \rightarrow eh_1h_2X$  や  $\bar{e}p \rightarrow eJ/\psi X$  など)、偏極陽子同士の散乱におけるジェット生成 ( $p\bar{p} \rightarrow \text{jet}X$ ) やパイオン生成 ( $p\bar{p} \rightarrow \pi X$ ) 過程などの実験を通じて研究がすすめられている。

### ■ 核子構造の多次元的理解へ

スピン偏極現象は、核子スピンの起源のみならずQCDの動力学と核子構造の新側面を切り開いている。「横」偏極核子と無偏極な電子もしくは核子との衝突におけるハドロン生成過程のシングルスピン非対称 (SSA=Single Spin Asymmetry) は大きな成功を治めてきた摂動論的QCDとパートン模型ではほとんどゼロとなるが、反して実験結果は大きな非対称度を示した。これは、SSAが従来のパートン模型には含まれていないパートンの「固有横運動量」やパートン間の「量子的多体相関」を直接反映するためと理解されている。高エネルギー過程におけるこれらの効果の解析は、理論的には「横運動量依存 (TMD=Transverse Momentum Dependent) 因子化」や「高次ツイスト効果」の定式化を必要とし、ハード過程研究の中で一大潮流を形成した。

高エネルギー散乱過程で失われる横方向自由度を回復する試みは、散乱での排他的生成過程に関する研究によってもすすめられてきた。例えば電子・核子散乱での実光子排他的生成過程 ( $ep \rightarrow e\gamma p$ ) は、プローブである仮想光子と核子との弾性散乱 ( $\gamma^*p \rightarrow \gamma p$ ) として理解出来る。ただし仮想光子は核子との干渉散乱ではなく、あくまでクォークと直接的に散乱することから深部仮想コンプトン散乱 (DVCS=Deeply Virtual Compton Scattering) とも呼ばれる。電子核子弾性散乱による形状因子測定のように、運動量移行依存性は運動量比  $x$  を持つクォークの空間的分布を断層的に探る手段となる (ハドロン・トモグラフィ)。DVCSや中間子のハードな排他的生成 (HEMP=Hard Exclusive Meson Production) 過程は一般化されたパートン分布 (GPD=Generalized Parton Distribution) 関数により理解される。図2.6.3に、横方向の分布をトモグラフィ的に表した例を示す。更に、GPDは核子内クォークの全角運動量を直接的に探る手段をとる。

この様に核子スピンの起源は、TMD分布関数、そしてGPD関数が提供する核子の三次元構造の理解という重要なテーマへと深化してきた。様々な実験による先駆的な結果は得られているが、更なる実験的検証により理論的基盤を確立し、多次元的な内部構造の詳細を明らかにすることが核子構造研究の将来計画の柱となっている。

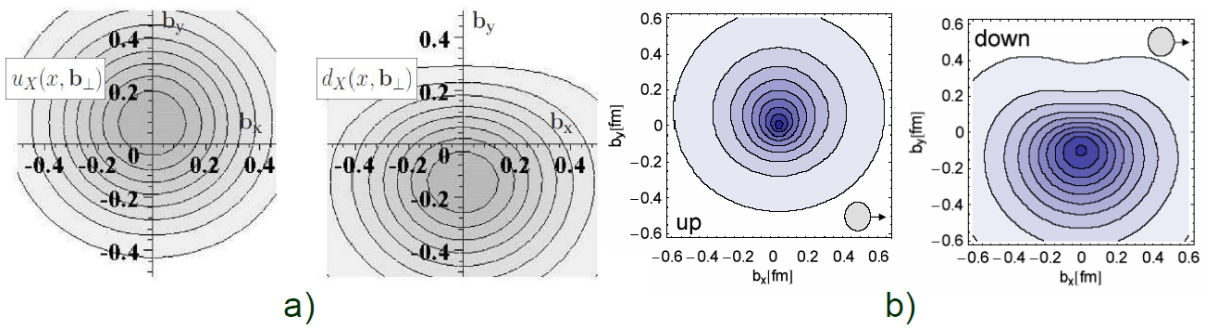


図 2.6.3: 核子内部のパートン分布を横方向の空間分布としてトモグラフィ的に表したパートン分布関数の拡張の例。紙面を貫く方向が縦方向であり、 $b_x$  軸方向に偏極した核子内部の分布を表す。a) GPD を用いた現象論的模型、b) Lattice QCD による計算で、それぞれ左図はアップクォークに対する分布、右図はダウンクォークに対する分布を示す。

## 2.6.2 分野の現状

### 2.6.2.1 核子構造研究の理論的基盤

#### ■高エネルギー散乱過程の因子化

高エネルギー包含過程を解析する枠組みである「因子化定理 [1, 2]」は「パートン模型」に QCD からの基礎を与え、QCD の高次補正を取り込んだ系統的解析を可能にする。高エネルギーハドロンはパートン（クォーク・グルーオン）のビームとみなされ、その反応は個々のパートンとの独立な散乱の重ね合わせとして記述される。散乱断面積は摂動論的 QCD で計算可能な「短距離部分（ハードパート）」と、閉じ込めなどの非摂動力学を反映した「長距離部分（ソフトパート）」の積として記述される。

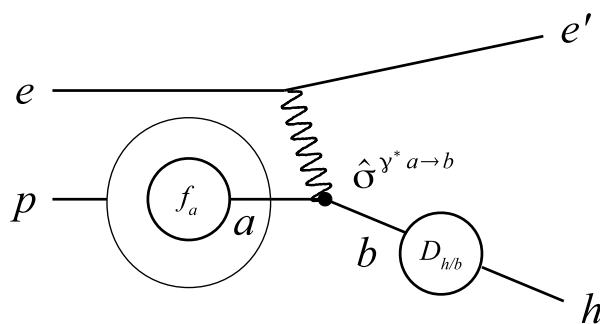


図 2.6.4: 半包括 DIS 過程

レプトン核子散乱において終状態にハドロンを捕らえる半包括 DIS 過程、 $ep \rightarrow ehX$  を例にとって因子化定理を見てみよう。入射ビーム軸に対する終状態ハドロン運動量の横方向の運動量が観測されないか、大きい値で観測される場合には、パートンの運動として重要なのはハドロン運動方向に沿っ

た (Collinear) 成分のみである<sup>2</sup>。反応断面積  $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$  は分布関数  $f_a(x, \mu)$ 、破碎関数  $D_{h/b}(z, \mu)$  と、パートン間のハード断面積  $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q, \mu)$  の積として表され、図 2.6.4 のように模式的に示される。 $f_a(x, \mu)$  がパートン  $a$  (フレーバー  $q$  のクォーク、あるいはグルーオン  $g$ ) の縦運動量比  $x$  分布であるのに対し、 $D_{h/b}(z, \mu)$  は散乱されたパートン  $b$  からその縦運動量比  $z$  をもつハドロン  $h$  が生成される確率分布として解釈される。これら分布関数・破碎関数が反応の長距離部分に、パートン間のハード断面積が短距離部分に相当する。 $\mu$  は長距離部分と短距離部分の分離スケール、 $Q$  は関与する高運動量移行を象徴的に示す。この様な取扱は仮想光子の運動量移行や衝突軸に対する終状態ハドロンの横運動量が同じオーダーのハードスケールとみなされるときに有効である。またこの枠組みでは、終状態ハドロンの横運動量  $p_{hT}$  はパートン間のハードな散乱により生成される。分布・破碎関数は分離スケール  $\mu$  に対数的に依存し、その依存性は斉次のくりこみ群方程式 (DGLAP 発展方程式) によって記述される [3]。以降では、分布・破碎関数の  $\mu$  依存性は必要な場合を除いて省略する。

### ■ 分布関数・破碎関数 と 普遍性 (Universality)

分布関数や破碎関数はハドロンやパートンの種類およびそれらのスピン状態に依存し、各ハドロンごとにそれらのスピン状態に基づいて分類された完全系が定義される。それらは、クォーク・グルーオン場のゲージ不変な積のハドロンによる行列要素として表現される。分布・破碎関数は物理的過程によらない「普遍性 (Universality)」を持っているため、関連する様々な散乱過程についての測定結果を統一的に解析する事で、それら関数を決めることができる (グローバル解析)。また、得られた結果を利用して他の過程に対する予言が可能となる。

ハード過程の断面積に  $(M/Q)^{t-2}$  ( $M$  は核子の質量) のオーダーで寄与する分布・破碎関数は「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・破碎関数は 1 体の確率分布関数としての意味を持ち、対応する短距離部分を摂動論的 QCD の最低次 (LO) で計算したものがファインマンの「パートン模型」である。ツイストが 3 以上の分布・破碎関数の寄与は「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の効果であり、確率解釈を持った 1 体のパートン分布関数の寄与とは本質的に異なる。断面積に対するパートン模型の寄与への QCD からの補正としては、NLO (Next-to-Leading Order) 以上の摂動的補正と、 $M/Q$  の逆幂で効く運動学的な標的質量補正と高次ツイスト補正がある。

フレーバー  $q$  のクォークに対する Collinear ツイスト 2・分布関数は、無偏極核子中の無偏極クォークの分布関数  $q(x)$  (数密度分布)、縦編極核子中における縦編極クォークのスピン非対称の分布  $\Delta q(x)$  (Helicity 分布)、横編極核子中における横編極クォークのスピン非対称の分布  $\delta q(x)$  (Transversity 分布) の 3 個で完全系をなす<sup>3</sup>。ツイスト 2・グルーオン分布は、無偏極核子中の無偏極グルーオン分布  $G(x)$ 、縦編極核子中の Helicity 分布  $\Delta G(x)$  の 2 つで完全系をなす。

Collinear 因子化の枠組みで記述される反応断面積や構造関数だけをとって見ても、非常に多くの実験データが蓄積されており、それらは QCD の力学や核子中における運動量分布・スピン分布・パートン間相関などについて多様な情報を提供している。

<sup>2</sup>ハドロン運動量に沿った方向を“縦”、垂直方向を“横”と呼び、この Collinear 因子化ではパートンの縦運動量比が主要な働きをする。

<sup>3</sup>これらの分布関数を  $f_1^q(x)$ 、 $g_1^q(x)$ 、 $h_1^q(x)$  と表記する場合もある。



### 2.6.2.2 核子の“縦”スピン構造

#### ■スピンパズル

序章で述べた DIS 過程  $ep \rightarrow eX$  では終状態に電子のみを捕らえるため破碎関数は寄与しない。縦偏極核子による偏極 DIS 過程で測定される  $g_1(x_{Bj}, Q^2)$  構造関数には、 $\Delta q(x)$  と  $\Delta G(x)$  が寄与する。それらの 1 次モーメント、 $\Delta q = \int_0^1 \Delta q(x) dx$ 、 $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x) dx$ 、は核子スピンに対するクォークやグルーオンのスピンの割合を示す指標となる。1988 年には、CERN の EMC グループが陽子の構造関数  $g_1^p(x_{Bj}, Q^2)$  に関する測定を行い、クォークスピンの和が  $\Delta\Sigma = 0.120 \pm 0.094 \pm 0.138$  である事を報告した [4, 5]。これは、『クォークが陽子スピンに寄与していない』事を示しており、この「スピンパズル」に関する一大研究分野の端緒となった。その後、CERN、SLAC、DESY、JLab で偏極 DIS 実験がすすめられてきた。

#### ■縦偏極分布関数の測定： $\Delta q(x)$ 、 $\Delta\bar{q}(x)$ 、 $\Delta G(x)$

DIS 過程ではレプトンとクォーク間の電磁相互作用を利用するため、散乱レプトンのみを検出する包括測定ではクォークと反クォークを区別出来ない。フレーバー情報を得る手段として半包括 DIS 過程がある。固定標的の場合、生成されるハドロンは数 GeV/c～十数 GeV/c の運動量をもつ。この運動量領域での  $\pi$  中間子・ $K$  中間子・陽子識別は、リングイメージングチェレンコフ検出器等の実験技術の発展により実現に至った。HERMES・COMPASS は、半包括 DIS 過程でのハドロン生成断面積スピン非対称度より、陽子スピンへの寄与をクォークフレーバー毎に明らかにした [9, 10]。COMPASS による測定結果は  $\Delta u = 0.69 \pm 0.04$ 、 $\Delta d = -0.33 \pm 0.05$ 、 $\Delta\bar{u} = 0.02 \pm 0.02$ 、 $\Delta\bar{d} = -0.05 \pm 0.04$ 、 $\Delta s = \Delta\bar{s} = -0.01 \pm 0.01$  を示した [10]。アップ・ダウンクォークの結果が包括測定との良い一致を見せる反面、海クォーク、特にストレンジクォークが陽子スピンの方向に対しほぼ無偏極であるという包括測定とは反する結果を示した。半包括 DIS 過程の結果に基づく解析はフレーバー SU(3) 対称性を必要としないため、その違いは核子内部での対称性の破れを示唆しているとも考えられる。一方で、解析に利用するハドロン破碎関数、測定領域外からの寄与等の系統的不定性もある。特に、 $\pi$  中間子に比べて  $K$  中間子の破碎関数の不定性が大きく [23, 24]、 $\Delta\bar{s}(x)$  の明確な決定は未だに難しい状況にある [25]。そのため、偏極陽子衝突実験での  $W$  ボソン生成、Drell-Yan 反応によるレプトン対生成等のハドロン破碎を含まない別過程による検証が求められてきた。

終状態のハドロン計測により DIS 過程においてもグルーオンが散乱に直接寄与する場合がある。具体的には大きな横運動量を持つハドロン対やチャームクォークを価クォークとして持つメソンの生成が該当し、SMC、HERMES、COMPASS で上記過程に関する測定が行われた。その結果たとえばそれぞれの過程について  $\Delta G/G(0.22, 1.35 \text{ GeV}^2) = 0.049 \pm 0.034 \pm 0.010_{-0.099}^{+0.126}$  [11]、 $\Delta G/G(0.11, 13 \text{ GeV}^2) = -0.49 \pm 0.27 \pm 0.11$  [12] が報告されている。

偏極陽子衝突実験の大きな目的は、 $\Delta G(x)$  の測定である。このためには縦偏極陽子衝突において、double-helicity asymmetry ( $A_{LL}$ ) を測定する。2 つの最も優れたチャンネルは光子の直接生成過程と重いフレーバー生成過程である。光子の直接生成はグルーオン Compton 散乱過程 ( $q + g \rightarrow q + \gamma$ )、重いフレーバー生成過程はグルーオン融合過程 ( $g + g \rightarrow Q + \bar{Q}$ ) と、これらの過程は寄与するチャンネルがはっきりしているが、生成断面積が小さく、統計的に制限される。

最近の実験成果については第 2.6.3.1 節で述べる。

		クォークの偏極		
		U	L	T
核子の 偏極	U	$f_1$		$h_1^\perp$
	L		$g_1$	$h_{1L}^\perp$
	T	$f_{1T}^\perp$	$g_{1T}$	$h_1 h_{1T}^\perp$

表 2.6.1: ツイスト 2 のクォーク TMD 分布関数。U、L、T はそれぞれ無偏極、縦偏極、横偏極を表す。

### 2.6.2.3 横偏極現象とシングルスピンの非対称性の物理

#### ■シングルスピンの非対称性 (SSA) の物理

横偏極現象は「互いに独立なパートンからなる核子」という描像では理解することができない未解決の問題である。スピンの“横”偏極した核子と無偏極な電子あるいは核子との衝突において、終状態にハドロン ( $\pi$ ,  $K$ ,  $\eta$ ,  $D$ ,  $J/\psi$  中間子等) や (仮想) 光子を生成する反応で、生成断面積が入射核子のスピンの向きに依存する現象をシングルスピンの非対称性 (SSA) と呼ぶ。これまでに Fermilab[26, 27, 28]、BNL-RHIC[29, 30, 31, 32] が核子・核子衝突において、DESY[33, 34, 35]、CERN[36, 37, 38] などが電子・核子衝突で最大 30% もの大きな SSA を報告している。

高エネルギー包含過程の記述に成功してきたパートン模型 (「ツイスト 2」の摂動論的 QCD) は、 $\alpha_s m_q/Q$  ( $\alpha_s$  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) 程度の無視できる大きさの SSA しか与えない [39]。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理論的枠組みの拡張が必要である。特に、核子内部でのパートン間の相互作用、量子多体相関が核子構造研究の発展の上で重要な要素となっている。

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、TMD 因子化の枠組み [2] で定義される “T-odd” 分布・破砕関数により SSA を記述するものである。もう 1 つは、Collinear 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 [40, 41] として SSA を記述する (ツイスト 3 機構) ものである。

#### ■横運動量依存 (TMD) 因子化

終状態ハドロンの横運動量  $p_{hT}$  が小さい領域 ( $\Lambda_{\text{QCD}} \leq p_{hT} \ll Q$ ) では、パートンの縦運動量成分のみならず、横運動量成分も観測される効果をもたらす。例えば DIS でのハドロン生成過程では、断面積  $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$  はパートンの固有横運動量  $k_\perp$  を含めた分布関数  $f_a(x, k_\perp)$ 、破砕関数  $D_b(z, k'_\perp)$  と、パートン間のハード断面積  $\hat{\sigma}^{*a \rightarrow b}$  の積として表される。このような因子化は TMD 因子化と呼ばれ、その正当性は  $e^+e^-$  衝突における back-to-back 2-jets 生成過程における方位角非対称、Drell-Yan 過程、半包括 DIS 過程について示されている。

ツイスト 2 の TMD 分布関数を表 2.6.1 に示す (例えば、[42] の 2 章参照)。無偏極、縦偏極、横偏極クォークに対応して分布関数は  $f$ 、 $g$ 、 $h$  と区別される。下付き添字 1 はツイスト 2 分布関数であること、下付き添字の  $L$ 、 $T$  はそれぞれ親の核子が縦偏極と横偏極であることを示す。上付き添字の  $\perp$  はそれらの定義が露わに固有横運動量に依存することを示す。表中の  $f_1$ 、 $g_1$ 、 $h_1$  は、Collinear パー

トン分布を  $k_{\perp} \neq 0$  に一般化したものであり、 $k_{\perp}$  空間での全積分は  $q(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 、 $\delta q(x)$  に帰着する。これら以外はクォークもしくは核子のスピンと固有横運動量との相関を表す。

発見者の名にちなんで Sivers 分布関数 [43] とよばれている  $f_{1T}^{\perp}$  は横偏極核子中での無偏極クォーク横運動量分布の核子スピンの向きに関する非対称性を表す。 $\pi$  中間子への破碎関数と対をなすことで、 $\pi$  中間子生成における SSA を記述できる。しかしながら、このような関数がゲージ不変で、かつ、QCD の時間反転不変性と無矛盾に存在し得るためには、ゲージリンク  $W_{\eta}(0, z)$  の存在が不可欠である [44]。このため、Sivers 分布関数はしばしば“T-odd”分布関数と呼ばれている。DIS 過程と Drell-Yan 過程では Sivers 関数は互いに逆符号になるため、Sivers 関数の「過程依存性・非普遍性 (Non-universality)」の実験的検証は TMD 因子化のテストとして極めて重要であり、喫緊の実験的課題である。同様な過程依存性を持つ“T-odd”分布関数として、無偏極核子中における横偏極クォークの横運動量のクォークスピンの向きについての非対称度を表す Boer-Mulders 分布関数  $h_{1T}^{\perp}$  がある [45]。表中他の TMD 分布関数は“T-even”である。 $h_{1T}^{\perp}$  はクォークの横運動量の互いに垂直な方向に偏極した核子の横偏極スピンとクォークの横偏極スピンの相関を表し、“Pretzelocity”分布と呼ばれている。 $g_{1T}^{\perp}$  と  $h_{1L}^{\perp}$  は核子とクォークのスピンの偏極が縦と横の組み合わせなので、“Worm gear”分布と呼ばれている。

TMD 分布関数と同様に、TMD 破碎関数も場の相関関数として定義される。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 破碎関数  $H_{1T}^{\perp}(z, k_{\perp})$  である [46]。これは、横偏極したクォークから  $\pi$  中間子等の（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。これも“T-odd”の関数であるが、 $f_{1T}^{\perp}$  や  $h_{1T}^{\perp}$  等の“T-odd”な分布関数と異なり、過程には寄らないと考えられている。

Sivers 分布関数  $f_{1T}^{\perp}(x, k_{\perp})$  と Collins 破碎関数  $H_{1T}^{\perp}(z, k_{\perp})$  は、終状態に生成される粒子の横運動量が小さな領域 ( $\Lambda_{\text{QCD}} \leq p_T \ll Q$ ) での SSA を効率よく記述し、ほぼ  $\sim p_T/M_N$  のように振る舞う SSA を引き起こす。

核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、TMD 分布・破碎関数は、Collinear なパートン分布・破碎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 SSA の発見がある。因子化の可能性や TMD 関数の過程依存性などについてまだ理論的な研究の余地があるが [2]、TMD 分布関数は、核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。

### ■ツイスト 3 機構による SSA と TMD 因子化との関係

終状態ハドロンの横運動量  $p_T$  が大きな領域 ( $p_T \sim Q \gg \Lambda_{\text{QCD}}$ ) では、Collinear 因子化が有効であり、SSA はパートン量子多体相関を表すツイスト 3 物理量として現れ、 $\sim M_N/Q$  ( $Q = p_T, \sqrt{s}$  など) のように振る舞う。ハドロンから放出された余分なグルーオンがパートンレベルの散乱に直接関与するため、ソフトパート（ハドロンの行列要素）としてはパートンの多体相関関数が寄与する。それらは「ツイスト 3 相関関数」と総称されるが、代表的なものとして横偏極核子中の「クォーク・グルーオン相関関数」 [40, 41] や純粹にグルーオン間の相関を表わす「3 グルーオン相関関数」 [47, 48, 49]、及びパートンからハドロンへの破碎過程に現れる「ツイスト 3 破碎関数」 [50, 51, 52] 等がある。ツイスト 3 相関関数は縦運動量割合 2 個の関数として  $G^{(3)}(x_1, x_2)$  などと表現され、すべて過程によらないハドロンに固有な普遍的な関数である。 $x_1, x_2 - x_1$  はそれぞれ核子から出る、クォーク、グルーオ

ンの縦運動量比を表している。

TMD とツイスト 3 機構は、異なる運動学領域の SSA を記述する点で互いに相補的である一方で、互いに深い関係がある。まず分布関数の関係として、Sivers 分布関数の  $k_{\perp}$  についての特定のモーメント、 $\int dk_{\perp} k_{\perp}^2 f_{1T}^{\perp}(x, k_{\perp})$ 、がクォーク・グルーオン相関関数の対角成分  $G^{(3)}(x, x)$  と関係づけられることが知られており、このことは 2 つの機構が関係していることを示唆する。両者がともに有効な  $p_T$  の中間領域 ( $\Lambda_{\text{QCD}} \ll p_T \ll Q$ ) では、半包括 DIS 過程における特定の構造関数と Drell-Yan 過程について、横偏極核子中の Sivers 分布関数とクォーク・グルーオン相関関数による SSA の記述が等価であることが示されている [53, 54, 55]。しかも、Sivers 分布関数がこれら 2 つの過程で互いに符号が逆であることも矛盾しない。

TMD 因子化における Collins 破碎関数と同様に、破碎過程における SSA を引き起こすクォーク・グルーオン相関を記述するツイスト 3 破碎関数が存在し、横偏極核子中の Transversity 分布と対をなして SSA を引き起こす。このツイスト 3 破碎関数と Collins 破碎関数の関係も研究されており、たとえば、半包括 DIS 過程で Collins 破碎関数が主要項となる構造関数については、 $p_T$  の中間領域においてツイスト 3 破碎関数が等価な SSA を与えることが示されている [51]。

これらのことは、2 つの機構が  $p_T$  の全領域で SSA を記述する QCD に基づいた唯一の枠組みであることを意味している。半包括 DIS 過程に現れる他の構造関数や他の過程における 2 つの機構の関係を明らかにすることは今後の課題である。

ツイスト 2 のレベルの Collinear 因子化 (パートン模型と摂動論的 QCD) による高エネルギー包含過程のグローバル解析が、核子中の「パートン密度」についての知見を与えたのと同様、SSA のグローバル解析は SSA の発現機構を解明し、パートンの「固有横運動量分布」や「パートン間多体相関」といったハドロン構造の新側面を切り拓いている。

### 2.6.2.4 核子の 3 次元構造

#### ■一般化されたパートン分布 (GPD) 関数と $J_i$ のスピン和則

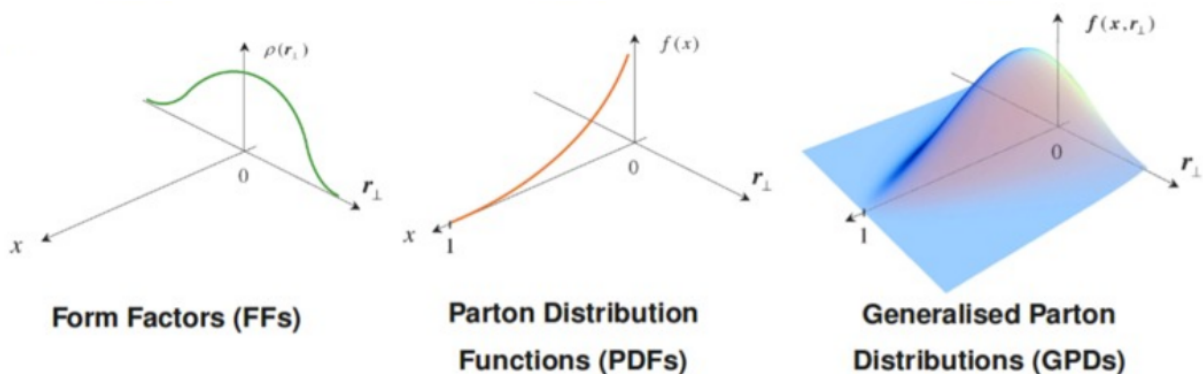


図 2.6.5: GPD 関数とパートン分布関数・形状因子

核子構造は、包含過程のみならず、排他的過程においてもプローブされる。包含過程に対するパートン分布関数は、対応する場の積の核子による前方行列要素であった。これは、因子化が断面積に対して行

われたことによる。これに対し、核子の形状因子がそうであるように、排他的過程の記述に現れる核子の行列要素は非前方行列要素である。仮想光子による核子からの DVCS 過程 ( $ep \rightarrow e'\gamma^{(*)}p$ ) や HEMP 過程 ( $ep \rightarrow e'Mp$ ) には、一般化されたパートン分布 (GPD = Generalized Parton Distribution) 関数  $H_q(x, y, \Delta^2)$ ,  $E_q(x, y, \Delta^2)$  が寄与する [73]。ここで、 $\Delta = P' - P$  は核子の運動量移行、 $\bar{P} = (P + P')/2$  は散乱前後の平均運動量で  $y = -\Delta^+ / (2\bar{P}^+)$  である。これより、GPD 関数は  $\Delta \rightarrow 0$  の極限で Collinear なパートン分布関数に移行する量である。すなわち、 $H_q(x, 0, 0) = q(x)$  である。また、 $x$  で積分すると、核子の形状因子へと移行する。すなわち、 $\int_{-1}^1 dx H_q(x, y, \Delta^2) = F_1^q(\Delta^2)$  (Dirac 形状因子) と  $\int_{-1}^1 dx E_q(x, y, \Delta^2) = F_2^q(\Delta^2)$  (Pauli 形状因子) の関係が成立している。このように、GPD 関数は形状因子とパートン分布関数を統一し一般化した関数といえる。Ji が論文 [73] において、GPD 関数の 2 次のモーメントが、クォークのスピンの軌道角運動量を合わせた核子スピンへのクォークの全寄与  $J_q$  を表していることを示して以来、「核子スピンの起源」を解明する鍵として、GPD 関数に対する関心が大いに高まった。この関係により、 $J_q - \int_0^1 dx \Delta q(x)$  は、クォークの軌道角運動量の核子スピンへの寄与を表していることになる。

もちろん、核子のスピン・コンテンツの情報と関係するのは、2 次のモーメントという GPD 関数の 1 側面に過ぎず、GPD 関数自体は、TMD 分布関数と同様に、パートンの 3 次元的情報を含むより豊富な物理量である。上述した、パートン分布関数や形状因子との関係の他、GPD 関数の空間座標へのフーリエ変換である衝突係数依存パートン分布は、空間座標における確率密度としての解釈を有し、通常のパートン分布関数の自然な 3 次元的拡張になっていることが Burkardt によって示されている [74]。また、GPD 関数は Collinear 因子化の枠組みで解析可能であり、摂動論的 QCD の最低次で既に因子化が証明されているなど、様々な原理的な問題が残されている TMD 分布関数に比べると、GPD 関数の理論は既に成熟したレベルにある。

## ■核子スピンの分解

核子スピンをクォークとグルーオンの固有スピンと軌道角運動量の寄与に完全分解できるか否かという問題は、EMC グループによる「核子スピンの謎」の報告直後に出版された Jaffe と Manohar の有名な論文における問題提起以来、未解決の難しい問題であった。世の中に広く知られた核子スピン分解に、Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解という 2 つがある [82, 73]。Jaffe-Manohar 分解の短所は、分解の各項が別々にゲージ不変性を満たしていないことであり、観測量はゲージ不変でなければならないというゲージ原理の立場からいうとこれは大変不満足なことであった。一方、Ji 分解の各項はゲージ変換の下で不変であるという望ましい性質を満たしているのであるが、グルーオンの全スピンをその固有スピンと軌道角運動量の寄与に分解することは不可能であるとされていた。中でも図 2.6.6 に示す事実は長い間この分野の研究者を困惑させてきた。2 つの分解ではクォークの固有スピンの部分  $\frac{1}{2}\Delta\Sigma$  は共通だが、クォークの軌道角運動量部分が異なる。そのため Jaffe-Manohar 分解のグルーオンの固有スピンの寄与  $\Delta G$  と軌道角運動量の寄与  $\mathcal{L}^g$  を足したものは、Ji 分解におけるグルーオンの全角運動量  $J^g$  とは一致しないという事実である。

最近、Chen らは、核子スピンのゲージ不変な完全分解が可能であると主張して論争を引き起こした [83, 84, 85, 86, 87, 88, 89, 90, 91]。その後、Chen らの論文に啓発された Wakamatsu の一連の仕事によって核子スピンの完全分解の問題は肯定的に解決された [85, 86, 87]。これによると、核子スピンのクォークとグルーオンの固有スピンと軌道角運動量へのゲージ不変な分解は確かに存在する。た

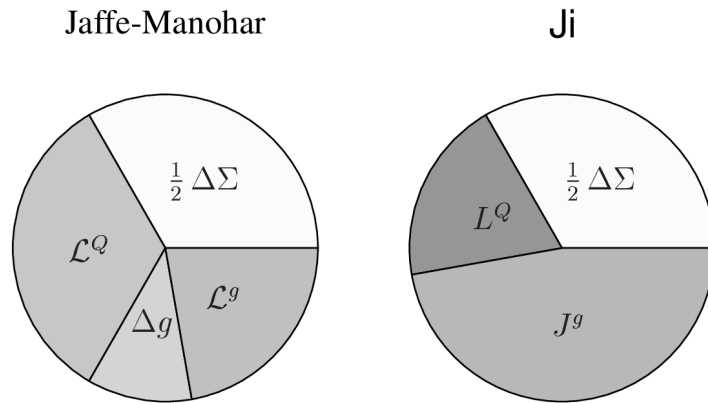


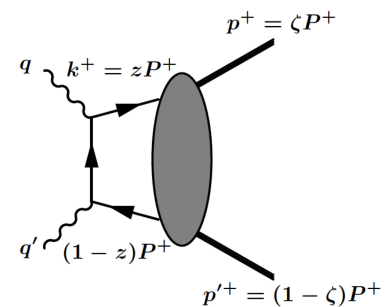
図 2.6.6: Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解

だし、この分解は一意的ではなく、Chen らの分解とは異なるもう一つのゲージ不変な分解（これは Ji の分解を含んでいる）が存在する。後者は、Chen らの分解とは、軌道角運動量部分が本質的に異なり、その分解の著しい利点は、分解の各項の寄与が全て、高エネルギー DIS 過程の観測量（具体的には非偏極 GPD 関数の 2 次のモーメントと縦偏極分布関数の 1 次のモーメント）に対応づけられることである。これによって、相対論的複合粒子である核子のスピンの内訳（起源）を、純粋に実験的に決定するための理論的基盤が得られたことになる。複合粒子のスピンの分解が、純粋に観測量のみを通じて可能であるということが如何に稀有なことであるかは、例えば、原子核のスピンの果たす構成子の軌道角運動量という概念が根本的に模型に依存する概念であり、いかなる直接の観測量にも対応しないことを思い出せば明らかである。

### ■一般化分布振幅

一般化分布振幅 (GDA = Generalized Distribution Amplitude) は 3 次元構造関数の一つであり、GPD において Mandelstam 変数  $s$  と  $t$  を交叉させた分布である。実際、GPD が仮想コンプトン散乱によって特定されるのに対して、図 2.6.7 に示す様に GDA は 2 光子過程によるハドロン対生成  $\gamma^*\gamma \rightarrow h\bar{h}$  によって測定可能であり [138, 139]、 $q\bar{q}$  あるいはグルーオン対からハドロン対  $h\bar{h}$  への生成を記述する関数である。

まず、 $\gamma^*\gamma \rightarrow h\bar{h}$  を記述するための運動学的変数を紹介する [138, 139]。図 2.6.7 に示す終状態ハドロン  $h$  と  $\bar{h}$  の運動量は  $p$



と  $p'$  であり、それらの全運動量を  $P = p + p'$  とする。 $k$  はクォーク運動量、 $q$  と  $q'$  は 2 つの光子の運動量である。一方の光子は  $q'^2 = 0$  を満たす実光子とし、他方に関しては  $\gamma^*\gamma \rightarrow h\bar{h}$  過程がハード部分と GDA で記述されるソフト部分に因子化できる様に、 $Q^2$  が QCD のスケールパラメーター  $\Lambda$  よりも大きい必要がある ( $Q^2 = -q^2 \gg \Lambda^2$ )。この反応の質量中心系エネルギーはハドロン対の不変質量の

図 2.6.7:  $\gamma^*\gamma \rightarrow h\bar{h}$  過程と GDA

2 乗に等しい。

$$s = (q + q')^2 = (p + p')^2 = W^2 \quad (1)$$

終状態ハドロン対の質量中心系で、光子とハドロンの運動量を散乱角  $\theta$  を用いて

$$\begin{aligned} q &= (q^0, 0, 0, |\vec{q}|), & q' &= (|\vec{q}|, 0, 0, -|\vec{q}|), \\ p &= (p^0, |\vec{p}| \sin \theta, 0, |\vec{p}| \cos \theta), & p' &= (p^0, -|\vec{p}| \sin \theta, 0, -|\vec{p}| \cos \theta) \end{aligned} \quad (2)$$

と表す。図 2.6.7 に示す様に  $\zeta$  はハドロンの光円錐運動量比を示す変数であり

$$\zeta = \frac{p \cdot q'}{P \cdot q'} = \frac{p^+}{P^+} = \frac{1 + \beta \cos \theta}{2} \quad (3)$$

と表せる。ここで  $\beta$  はハドロンの速度であり、ハドロンの質量  $m_h$  を用いて  $\beta = |\vec{p}|/p^0 = \sqrt{1 - 4m_h^2/W^2}$  で与えられる。クォークの光円錐運動量比は  $z$  で示され

$$z = \frac{k \cdot q'}{P \cdot q'} = \frac{k^+}{P^+}, \quad (4)$$

である。GDA はこれら 3 つの変数  $z, \zeta, s$  によって表される。

GDA は GPD と同じベクトル型演算子を用いて、真空とハドロン対の行列要素として定義される。

$$\Phi_q^{h\bar{h}}(z, \zeta, s) = \int \frac{dy^-}{2\pi} e^{i(2z-1)P^+y^-} \langle h(p) \bar{h}(p') | \bar{\psi}(-y/2) \gamma^+ \psi(y/2) | 0 \rangle \Big|_{y^+ = \vec{y}_\perp = 0} \quad (5)$$

運動学的条件  $Q^2 \gg W^2, \Lambda^2$  が満たされる場合、2 光子過程  $\gamma^* \gamma \rightarrow h\bar{h}$  の断面積は図 2.6.7 に示すハードなクォーク生成部分とソフトな GDA 部分に因子化される。同様に、深部仮想コンプトン散乱  $\gamma^* h \rightarrow \gamma h'$  の断面積は、 $Q^2 \gg -t, \Lambda^2$  の場合に因子化され GPD で表される。これらの GPD と GDA は Mandelstam 変数  $s$  と  $t$  を交叉することにより関連付けられる。この  $s$ - $t$  交叉は、終状態の  $\bar{h}(p')$  を始状態の  $h(p)$  に移すことであるが、これは GDA の運動量  $(p, p')$  を GPD の  $(p', -p)$  に対応させることを意味し、GPD と GDA の 6 つの変数の間に  $z \leftrightarrow (1 - x/\xi)/2, \zeta \leftrightarrow (1 - 1/\xi)/2, W^2 \leftrightarrow t$  の関係があることを意味する。従って、GPD と GDA の関係は

$$\Phi_q^{h\bar{h}}(z, \zeta, W^2) \longleftrightarrow H_q^h \left( x = \frac{1 - 2z}{1 - 2\zeta}, \xi = \frac{1}{1 - 2\zeta}, t = W^2 \right). \quad (6)$$

となり、一方の関数が求められれば他方が「原則的には」定まる。しかし、ほとんどの場合、一方の関数が他方の関数の非物理的変数領域に対応するため、この関係式は単純でない。例えば、 $1 - 2\zeta = 1/\xi$  と  $|1 - 2\zeta| \leq 1$  は  $|\xi| \geq 1$  を意味し、これは GPD の非物理的領域である。さらに、 $x = (1 - 2z)/(1 - 2\zeta)$  の関係式は  $z$  と  $\zeta$  の値によっては  $|x| \geq 1$  を意味し、 $t$  についても  $t = s \geq 0$  となり GPD の非物理的領域である。また、式 (6) は  $|\xi| \geq |x|$  を示すが、これは Efremov-Radyushkin-Brodsky-Lepage (ERBL) 領域と呼ばれる。従って、GPD と GDA の対応関係は運動学的領域

$$0 \leq |x| < \infty, \quad 0 \leq |\xi| < \infty, \quad |x| \leq |\xi|, \quad t \geq 0 \quad (7)$$

において調べることができる。GDA の研究が GPD の研究にとっても有意であることを示すためには、お互いの物理的領域に必ずしも対応関係がないことから、むしろこれらの 3 次元構造関数の母関数として 2 重関数を定義し、トモグラフィー研究に利用される Radon 変換を用いて 2 つの関数 GPD, GDA を求める方法が有用である [140]。GDA 研究の最近の進展に関しては 2.7 節において解説する。

## 2.6.3 最近の進展

### 2.6.3.1 核子スピンプズルの解明

#### ■偏極構造関数測定

COMPASS の  $g_1$  測定の結果を反映させる。

陽子に加え、重陽子、中性子のスピン構造関数の測定も行われ、陽子・中性子の間での構造関数の積分値の差 (Bjorken 和則) から軸性結合定数  $|g_A/g_V| = 1.28 \pm 0.07 \pm 0.10$  が決定されている [6]。これは  $\beta$  崩壊による測定結果  $1.2694 \pm 0.0028$  [7] とよい一致を示しており、QCD に基づく核子構造研究を保証する一つの指標となっている。逆に、荷電対称性・フレーバー SU(3) 対称性を仮定し  $\beta$  崩壊等の測定値を利用する事で、フレーバー毎にスピン成分を分解する事が可能になり  $\Delta u + \Delta \bar{u} = 0.842 \pm 0.013$ 、 $\Delta d + \Delta \bar{d} = -0.427 \pm 0.013$ 、 $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.085 \pm 0.0018$  が得られている [8]。

#### ■偏極クォーク、反クォーク、グルーオン分布

COMPASS の  $\Delta G$  結果を入れる。

2001 年のブルックヘブン国立研究所 (BNL) の衝突型加速器である RHIC での偏極陽子衝突実験の開始以来、核子スピンの理解に対して大きな進展が成されてきた。偏極陽子衝突実験では偏極陽子中のクォークとグルーオンが衝突により直接相互作用をするため、生成される粒子の非対称度を用いてグルーオンスピンの寄与 (グルーオン偏極) の測定を行うことができる。

RHIC 加速器ではこれまで衝突エネルギー 200 GeV の偏極陽子衝突において平均値で偏極度 55%、輝度  $6.3 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ 、510 GeV では偏極度 52%、輝度  $1.6 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  を達成し、衝突実験データの統計精度を高め、系統的誤差の理解を進めてきた。エネルギーの高さは衝突実験の利点であり、摂動論的 QCD の適用性を粒子の生成断面積の評価により示すことができる。

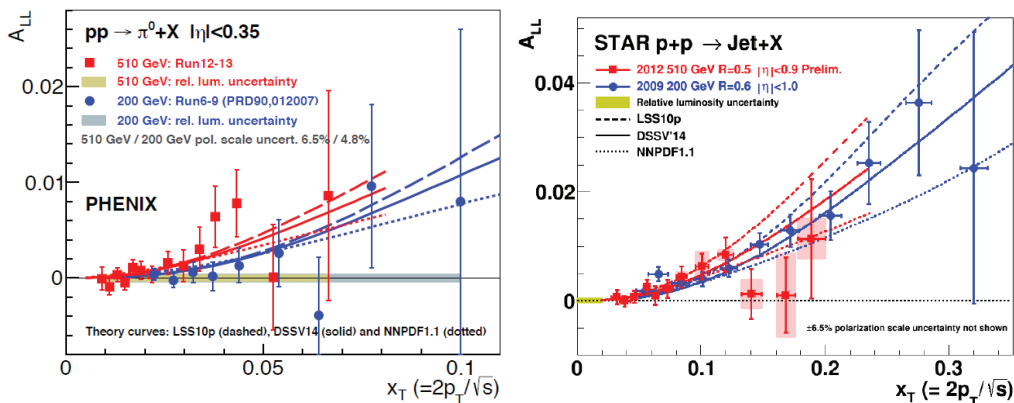


図 2.6.8: PHENIX 実験で測定された  $\pi^0$  の  $A_{LL}$  と STAR 実験で測定されたジェットの  $A_{LL}$ 。

そして 2014 年には衝突エネルギー 200 GeV での PHENIX 実験の中性  $\pi$  中間子と STAR 実験のジェットの非対称度測定を合わせた摂動論的 QCD 解析により、グルーオン偏極がクォーク偏極と同程度存在することが発見された。現在、陽子に対するグルーオンの運動量の割合が 5%以上の領域において、陽子スピンに対するグルーオン偏極の割合が約 40%存在することが示されているが、衝突エ



エネルギー 510 GeV での測定や前方検出器による非対称度測定を用いてグルーオンの運動量領域を広げる解析が進んでいる。図 2.6.8 に衝突エネルギー 200 GeV と 500 GeV での PHENIX 実験で測定された  $\pi^0$  の  $A_{LL}$  と STAR 実験で測定されたジェットの  $A_{LL}$  の結果を示す。

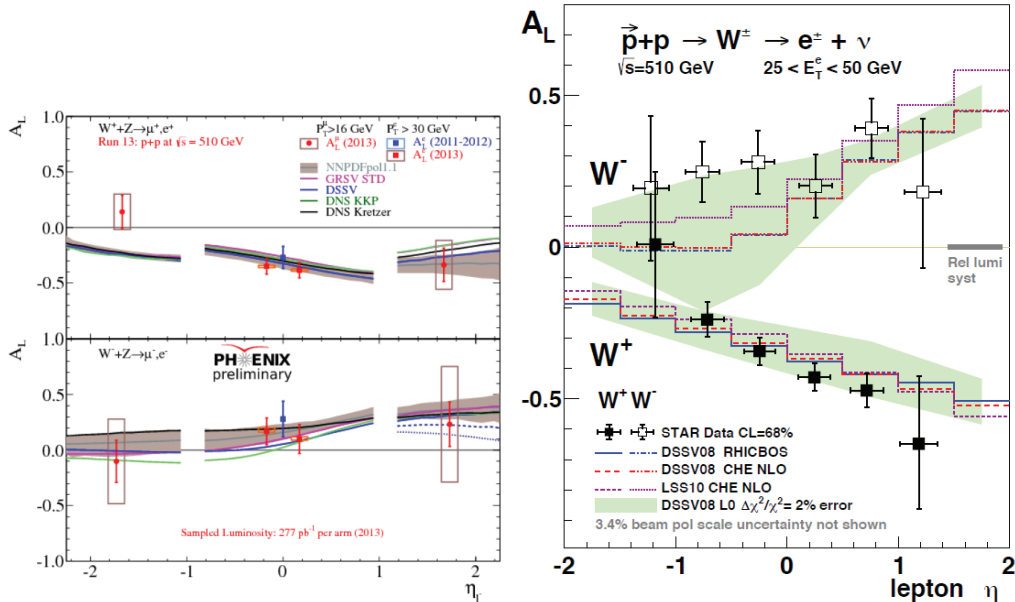


図 2.6.9: PHENIX 実験で測定された  $W$  ボソンの  $A_L$  と STAR 実験で測定された  $W$  ボソンの  $A_L$ 。

衝突エネルギー 510 GeV での偏極陽子衝突実験による  $W$  ボソン生成過程では、 $W$  ボソンのパリティの破れを利用し、フレーバーを選択した  $\Delta q(x)$ 、 $\Delta \bar{q}(x)$  測定ができる。これは DIS 過程とは独立な測定結果をより高いエネルギースケール ( $m_W^2$ ) で与える。2013 年までに RHIC 実験において十分なデータ取得が行われ、精密な解析が着実に進んでいる。図 2.6.9 に PHENIX 実験で測定された  $W$  ボソンの  $A_L$  と STAR 実験で測定された  $W$  ボソンの  $A_L$  の結果を示す。

パートン分布関数のもつ普遍性を基礎に、様々な実験データの総合的な解析を通じ、非摂動的な物理量であるパートン分布関数を決定できる (グローバル解析)。陽子・陽子衝突での比較的小さい横運動量  $p_T$  の領域における  $\pi^0$  中間子生成やジェット生成では、グルーオン・グルーオン散乱が主な過程となる。RHIC での偏極陽子衝突におけるこれらの過程に対する非対称度測定データを含める事により、グローバル解析での  $\Delta G(x)$  決定精度が向上した。

図 2.6.10 に示すのは DSSV グループ、NNPDF グループによる RHIC 偏極陽子衝突実験データを含むグローバル解析の結果である。左図に正のグルーオン偏極を示す結果、右図に  $\Delta \bar{u} > \Delta \bar{d}$  の傾向 (非偏極では  $\bar{d} > \bar{u}$ ) を示す結果を与える。

現時点の実験値で決定できる  $\Delta G(x)$  の  $x$  領域は狭く、特に小さい  $x$  領域の振る舞いを正確に決定しなければ 1 次モーメントの確定は難しい。将来の EIC 計画での偏極電子・陽子衝突実験により、広い  $x$  領域がカバーされる。

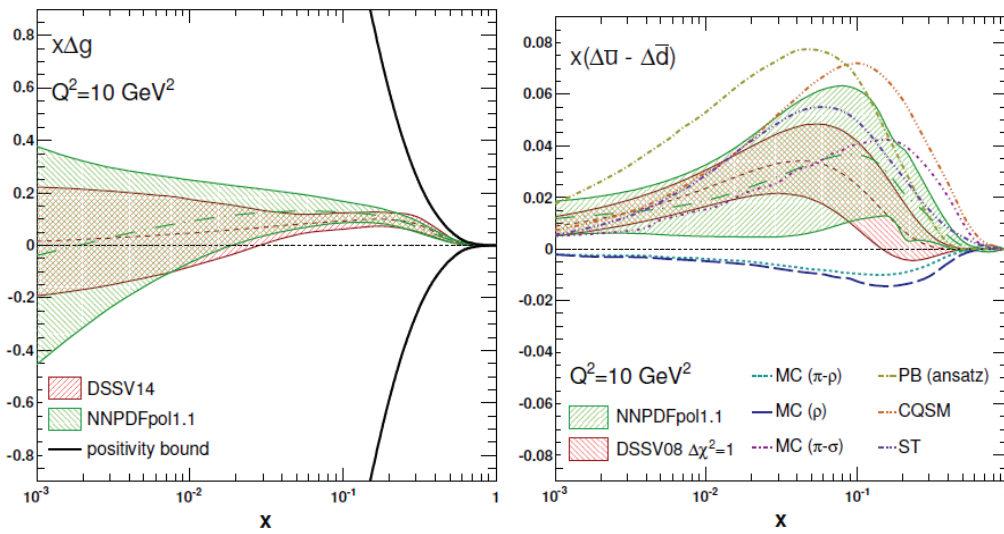


図 2.6.10: DSSV グループと NNPDF グループのグローバル解析による  $\Delta G$  と  $\Delta \bar{u} - \Delta \bar{d}$  の結果。

### 2.6.3.2 横偏極現象の解明

#### ■ SSA 測定の実状

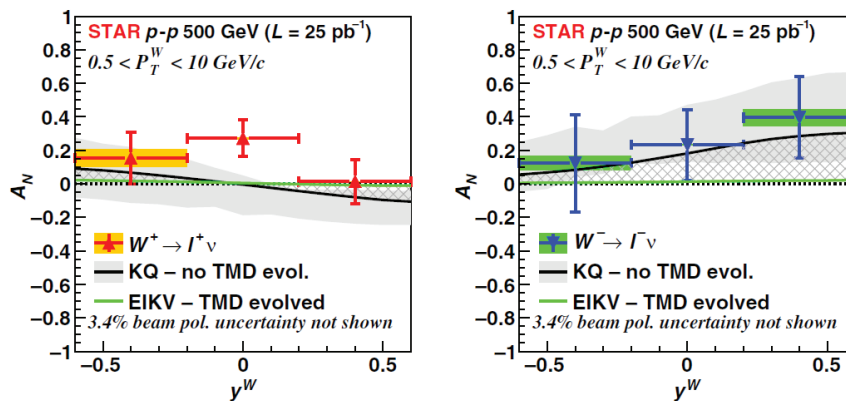


図 2.6.11: STAR 実験により測定された  $W$  ボソンの SSA の結果。

偏極 Semi-Inclusive 深非弾性散乱 (SIDIS) と偏極 Drell-Yan 反応、 $W$  ボソン生成の比較は TMD 関数の確立のための重要課題である。TMD (Sivers) 関数の符号の逆転が始状態、終状態相互作用の役割から予言されている。図 2.6.11 に示すのは 2011 年に RHIC-STAR 実験により行われた衝突エネルギー 500 GeV の横偏極陽子衝突 (輝度  $25 \text{ pb}^{-1}$ ) による  $W$  ボソン生成の SSA ( $A_N$ ) 測定の結果である。この測定は Sivers 関数の非普遍性 (non-universality) と  $Q^2$  発展 (evolution) に対する最初の実験結果を与えるもので、Kang-Qiu (KQ) による理論計算との比較に基づき Sivers 関数は  $Q^2$  発展が小さいと仮定すれば SIDIS 測定とは符号が反転することを支持する結果を示している。この測定は

2017年の輝度  $400 \text{ pb}^{-1}$ 、偏極度 55%のデータを用いて世界初の海クォークの Sivers 関数に対する制限を与える。さらに将来の EIC における SIDIS 測定と合わせて  $Q^2$  発展に対する厳しいテストとなる。

COMPASS 第二次計画 (COMPASS-II) は、クォーク横運動量に依存したパートン分布 (TMDs)、一般化パートン分布 (GPDs) の測定等、核子構造の解明に注力したものであり 2010 年にプロポーザルが CERN で承認、2012 年から実験が開始されており、2018 年まで継続する。COMPASS-II の偏極 Drell-Yan プログラムの主目的は、TMDs の一つである Sivers 分布関数の測定である。本実験プログラムは 2014 年に Pilot Run、2015 年にデータ取得が行われた。190 GeV/c の  $\pi^-$  粒子ビームと横偏極陽子標的を用いて  $4.3\text{-}8.5 \text{ GeV}/c^2$  における横スピン非対称度が測定され、偏極 Drell-Yan 反応より抽出された valence  $u$ -クォークの Sivers 分布関数は、同じく COMPASS で SIDIS 過程から求められたものとは符号が反転することが初めて確認された。[133] COMPASSII-polDY による Non-universality の図を入れる

## 2.7 核子の三次元構造と軌道角運動量

### ■深仮想コンプトン散乱 (DVCS) とハードな排他的中間子生成 (HEMP)

DVCS 過程の断面積は HERA 等での測定が行われてきた。断面積には GPD 関数中の  $H$  関数が主な役割を果たす。一方で、固定標的による実験では DVCS 過程と同じ終状態を持つ Bethe-Heitler (BH) 過程 (入射または散乱電子による実光子輻射) がより支配的となるため、直接的な DVCS 過程の断面積測定は現実的ではない。スピン非対称度やビーム電荷非対称度には、BH-DVCS 干渉項が電子散乱平面と実光子生成平面のなす方位角  $\phi$  への依存性を持ってあらわれるため、これらの非対称度測定に基づく GPD 研究が可能となる。半包括 DIS 過程による TMD 研究と同様に、非対称度方位角分布のそれぞれのフーリエ係数に対し、対応する核子形状因子と GPD 関数との積が知られている。

2001 年に HERMES と CLAS 実験により主に  $H(x, y, \Delta^2)$  に依存する DVCS 過程のビームスピン非対称度  $A_{LU}^{\sin\phi}$  の存在が報告された [75, 76]。以来、Ji 和則によるクォーク全角運動量の決定を目指し、HERMES や JLab での実験で DVCS 過程の測定が精力的に行われてきた。特に HERMES はビーム粒子に電子、陽電子を利用できるため、 $H(x, y, \Delta^2)$  の情報をビーム電荷非対称度  $A_C^{\cos\phi}$  測定からも得る事が出来る。Ji 和則の決定には  $E(x, y, \Delta^2)$  が必要である。 $E(x, y, \Delta^2)$  の情報は横偏極標的による DVCS 過程の測定、例えば標的スピンの方位角  $\phi_S$  に対する依存性から標的スピン非対称度  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi}$  の測定から得られる。例えば、HERMES からは上記の非対称度について、 $A_{LU,I}^{\sin\phi} = -0.224 \pm 0.028 \pm 0.020$  [77]、 $A_C^{\cos\phi} = 0.055 \pm 0.009 \pm 0.004$  [77]、 $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)\cos\phi} = -0.164 \pm 0.039 \pm 0.023$  [78] が報告されている。HERMES、JLab で測定された非対称度から、陽子内でのアップ、ダウンクォークのもつ全角運動量の推定も行われ、GPD 関数に対する理論的モデルの仮定のもとで  $J_u + J_d/2.8 = 0.49 \pm 0.17$  [78]、 $J_u + J_d/5.0 = 0.18 \pm 0.14$  [79] が得られている。

COMPASSII-GPD, JLab の b-slope 結果を入れる COMPASS-II の深部仮想コンプトン散乱 (Deep Virtual Compton Scattering, DVCS) プログラムは、160 GeV の互いに偏極方向が反対の偏極  $\mu^+$  と  $\mu^-$  粒子と非偏極液体水素標的を用い、DVCS 過程を通して GPD 関数の  $H$  を抽出するものである。2012 年に Pilot Run、2016、2017 年にデータ取得が行われている。測定できる運動学的領域は  $0.005 < x_{Bj} < 0.1$  であり、HERA での実験と HERMES 実験での領域の中間に当たる。また、 $0.03 > x_{Bj}$  においては、Bethe-Heitler 過程からの寄与があまりないので核子の横方向サイズを精度

よく測定することができる。

### Spin Density Matrix についても

実光子の代わりに中間子を終状態に持つ HEMP 過程に関する測定も並行して進められてきた。中間子の同定により、関連する GPD 関数を Helicity 依存性、そして散乱に寄与するパートンの種類（クォークフレーバー、クォーク・グルーオン）により選別する事が可能となり、GPD 関数のより詳細な情報を得る事が出来る。縦偏極標的、横偏極標的等による HEMP 実験は HERMES、JLab 等で積極的に行われている。横偏極陽子標的による  $\rho$  中間子生成で得られる標的スピン非対称度は、アップ・ダウンクォークの  $E$  関数が直接関与するため、それらの全角運動量決定に重要な役割を果たす。HERMES は  $A_{UT}^{LL, \sin(\phi-\phi_S)} = -0.035 \pm 0.103$  を報告している [80]。いくつかの GPD 模型による  $J_u$ 、 $J_d$  依存性が計算されており、今後の精密測定が望まれる。横偏極陽子標的による  $\pi^+$  中間子の HEMP 過程では  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)}$  が GPD 関数の  $\tilde{H}$  と  $\tilde{E}$  の積に関係する事が知られている。HERMES での横陽子標的による測定結果は、運動量移行の小さい領域 ( $-t \sim 0.1 \text{ GeV}^2$ ) で有意に負の値  $A_{UT}^{\sin(\phi-\phi_S)} \sim 0.3$  を持つことを示しており  $\tilde{E}$  の存在を示唆するものであった [81]。

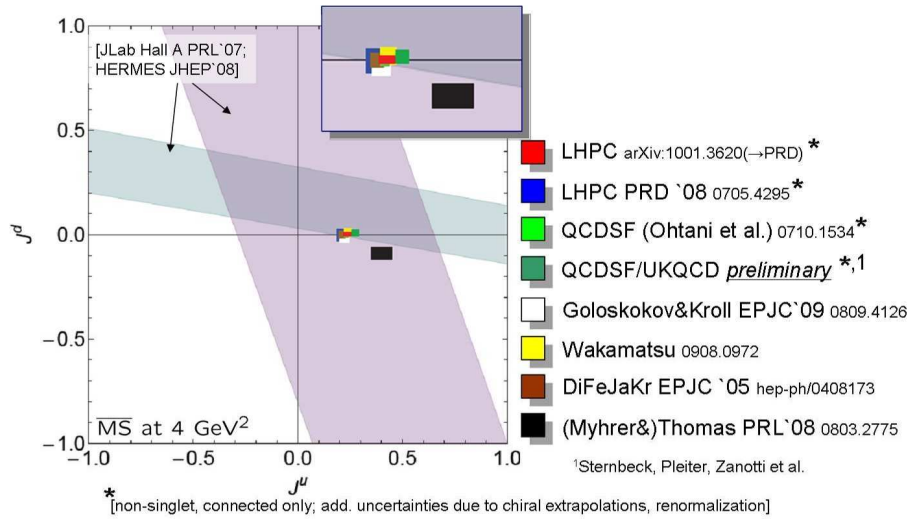


図 2.7.12: 核子内でのアップクォーク・ダウンクォーク全角運動量 [42]。

### ■一般化分布振幅に関する最近の進展

GDA の研究は、これまで理論的な基礎研究のみに限られていたが、KEKB の実験データ  $\gamma^* \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0$  が発表され [141]、実験を含めた実質的な議論が可能になりつつある。この反応の行列要素  $\mathcal{M}(\gamma \gamma^* \rightarrow \pi^0 \pi^0)$  はハドロンテンソル  $\mathcal{T}_{\mu\nu}$  と光子の偏極ベクトル  $\epsilon^\mu(\lambda)$  によって与えられる。

$$i\mathcal{M}(\gamma^* \gamma \rightarrow \pi^0 \pi^0) = \epsilon^\mu(\lambda) \epsilon^\nu(\lambda') \mathcal{T}_{\mu\nu}, \quad \mathcal{T}_{\mu\nu} = i \int d^4y e^{-iq \cdot y} \langle \pi^0(p) \pi^0(p') | T J_\mu^{em}(y) J_\nu^{em}(0) | 0 \rangle \quad (8)$$

ここで  $J_\mu^{em}$  は電磁カレントであり、 $T$  は時間順序積を示す。ヘリシティ振幅を  $A_{ij} = \epsilon_\mu^{(i)}(q) \epsilon_\nu^{(j)}(q') \mathcal{T}^{\mu\nu} / e^2$  ( $i = -, 0, +$ ,  $j = -, +$ ) とし、断面積に最も寄与する  $A_{++}$  ( $= A_{--}$ ) 項のみ残すことにより断

面積を GDA の  $\Phi_q^{\pi^0\pi^0}$  で表すことができる。

$$\frac{d\sigma}{d(\cos\theta)} = \frac{\pi\alpha^2}{4(Q^2 + s)} \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{s}} |A_{+++}|^2, \quad A_{+++} = \sum_q \frac{e_q^2}{2} \int_0^1 dz \frac{2z-1}{z(1-z)} \Phi_q^{\pi^0\pi^0}(z, \xi, W^2), \quad (9)$$

この様にして 2 光子過程  $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  から GDA が求まる。

図 2.7.13 には Belle の  $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  の断面積の一例を  $Q^2 = 8.92 \text{ GeV}^2$ ,  $\cos\theta = 0.1$  に対して示す。この図によれば、共鳴状態  $f_2(1270)$  の寄与がピークとなって現れているが、 $f_0(980)$  については寄与が明らかではない。 $f_0(500)$  の寄与は GDA の連続関数部分と重複があるが、その寄与は存在する可能性がある。つまり時間的応答過程  $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  で求まる GDA は共鳴粒子の効果を含む。これは、一般的に時間的形状因子が共鳴粒子効果を含むのと同じ状況である。現在、これらのデータを解析して GDA を求める研究が進められており、時間的過程からハドロン の 3 次元構造を明らかにしていくことができると予想される [140]。特に、終状態のハドロン  $h$  として  $f_0(980)$ ,  $a_0(980)$ ,  $\Lambda(1405)$  などのエキゾチックハドロン候補が考えられ、これまで進められている核子の 3 次元構造関数から、エキゾチックハドロン の 3 次元トモグラフィー研究へと研究を進めることができると期待される。GPD や GDA に含まれる形状因子により内部構造が明らかになり、コンパクトなテトラクォークやペンタクォーク状態なのか、あるいはハドロン分子状態なのかの判別に貢献できると期待される [139]。

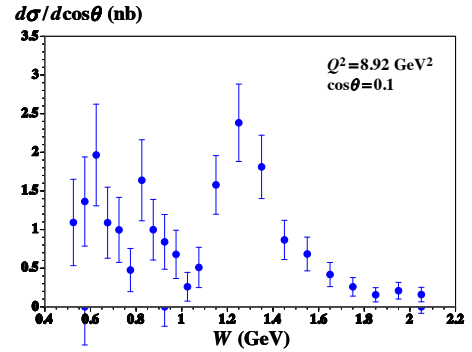


図 2.7.13: Belle の  $\gamma^*\gamma \rightarrow \pi^0\pi^0$  データと予想される [140]。特に、終状態の

### 2.7.0.1 非偏極核子構造に関する研究の決定

#### ■反クォーク分布のフレーバー非対称性

反クォークが  $g \rightarrow q + \bar{q}$  というグルーオン分岐から生じる場合、 $\bar{u}$  と  $\bar{d}$  の質量はほぼ同じなので生成確率もほぼ等しくなる。したがって核子内の  $\bar{u}$  と  $\bar{d}$  の分布量はフレーバー対称、つまり  $\bar{d} = \bar{u}$  であると考えられていた。この対称性は Gottfried 和  $S_G$  の測定を通じて初めて実験的に検証された。CERN の NMC 実験は 1990 年に陽子と中性子の構造関数を測定し、 $S_G = 0.235 \pm 0.026$  であることを発見した [?]. 陽子内の  $\bar{u}$  と  $\bar{d}$  の分布量が等しい場合に  $S_G = 1/3$  であり、測定結果の  $S_G < 1/3$  は  $\bar{d}$  が多いこと ( $\bar{u} < \bar{d}$ ) を意味する。さらに CERN の NA51 実験 (1994 年)[?] と Fermilab の E866/NuSea 実験 (1998 年)[?] は、パートン分布関数を直接的に測定してフレーバー非対称度  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  を明らかにした。非対称度は運動量比  $x$  に強く依存し、 $x \sim 0.1$  で 70% もの非対称度 ( $\bar{d}/\bar{u} = 1.7$ ) に達する。この大きな非対称度は、グルーオン分岐でない非摂動的な過程が反クォークの生成を支配していることを意味しており、核子構造ひいては非摂動的領域での強い相互作用の性質を理解するために重要な現象である。

この大きな  $\bar{d}/\bar{u}$  非対称度の発生メカニズムを説明すべく、様々な理論モデルが提唱され、測定結果と比較されている [?]. 多くの理論モデルは測定された非対称度の  $x$  依存性をおよそ再現するが、 $x \sim 0.3$  に向けて急速に非対称度が小さくなるという傾向は説明できない。さらに、大きい  $x$  で非対称度が  $\bar{d} < \bar{u}$  に転じるという傾向を測定結果は示しており、この大小関係の反転はどの理論モデル

も再現しえないものである。測定データと理論モデルの一致度を精査するためには、大きな  $x$  で測定データの精度を高める必要がある。

大きな  $x$  での  $\bar{d}/\bar{u}$  を測定するために、現在 Fermilab において E906/SeaQuest 実験が実施されている。この実験では陽子および重陽子の標的に陽子ビームを照射し、Drell-Yan 反応を計測することにより  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  を直接的に測定する。Drell-Yan 反応とは、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子となってからレプトン対 ( $\mu^+ + \mu^-$ ) に崩壊する過程であり、反応断面積が小さいので大きな積算ルミノシティを必要とする。Fermilab の Main Injector から取り出される陽子ビームは、その強度 ( $10^{12}$  陽子/秒) とエネルギー (120 GeV) において SeaQuest 実験の目的に適った施設である。

SeaQuest 実験は 2012 年 4 月にビームと検出器のコミッショニングを終え、2013 年 11 月から 2017 年 7 月まで夏期 2ヶ月の加速器シャットダウンを挟みつつ物理データを収集した。ビーム陽子  $1.4 \times 10^{18}$  個のデータを計測・記録した。データ収集と並行して解析を進め、収集したデータの 1/3 を用いた  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  の preliminary な結果 (図 2.7.14) を 2016 年 4 月に公表した。  $0.1 < x < 0.6$  の範囲で有意な非対称度が観測されており、解析データの追加および解析手法の改良により高精度な最終結果を求めつつある。また、収集された Drell-Yan 反応のデータを用いて、 $p + p$  と  $p + d$  での角度分布 (Boer-Mulders 分布関数) の測定 [?] や  $p + A$  での原子核効果の測定 [?] の為のデータ解析も進行中である。

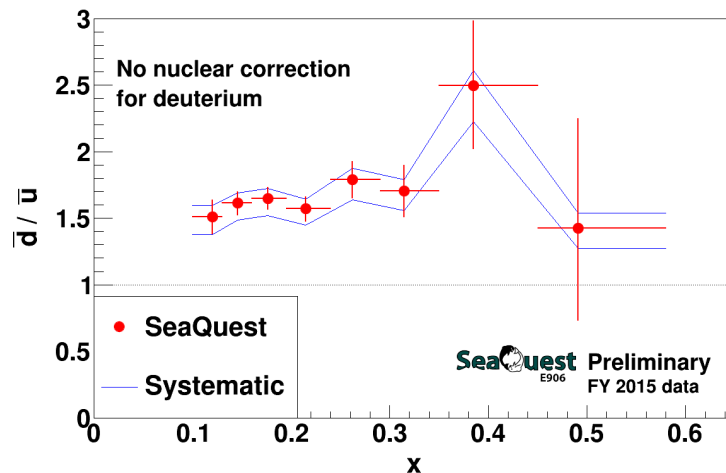


図 2.7.14: SeaQuest 実験による  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  の preliminary な測定結果。

### 2.7.0.2 小さい $x$ 領域の構造関数

### 2.7.0.3 大きい $x$ 領域の構造関数

(熊野)

#### 2.7.0.4 破碎関数の測定

#### 2.7.0.5 形状因子の測定

(中川)

### ■ 格子 QCD

格子 QCD は、4次元時空を離散化し、クォーク・グルーオンの自由度を格子上に配置することで、QCD を非摂動的に定義・計算する理論手法である。通常の格子 QCD シミュレーションにおいては、クォーク・グルーオンの量子化は経路積分によって定式化し、時間をユークリッド虚時間にすることで数値的なモンテカルロ積分を行う。QCD そのもののパラメータ (クォーク質量、結合定数) のみをインプットとし、摂動論に頼ることなく第一原理的な計算が可能なが大きな特徴となっている。ただし、QCD は連続時空における場の量子論であるから、格子 QCD から最終的な予言を行うには、格子体積無限大の極限 (熱力学極限)、格子間隔無限小の極限 (連続極限) を取る必要がある。また、もしクォーク質量について (主に計算コスト上の理由で) 非物理的な値が用いられた場合は、物理点に向けて適切な外挿・内挿を取る必要がある。

格子 QCD は、核子など単体ハドロンの基底状態のスペクトラムについては既に精密物理の域に達しており、例えば (QED の効果も取り入れた上で) 陽子・中性子の質量差の再現などがなされている。核子構造の計算についても、物理的クォーク質量近傍で、熱力学極限、連続極限を取った定量的計算が行われつつあり、現在は精密計算に向けた大きな節目の時期とも言える。また後述するように、PDF などこれまで計算不可能と思われていた行列要素の計算も新たな理論定式化の進展により可能になりつつあり、格子 QCD 計算の結果は今後より一層大きなインパクトを与えていくものと思われる。

核子構造の計算では、核子の生成・消滅演算子を置いた (虚) 時間の中に、計算すべき行列要素に対応する演算子を挿入した 3 点相関関数を考えることが最も基本的な定式化であるが、Feynman-Hellmann の定理を用いることで 2 点相関関数の外場に対する応答として行列要素を計算するなど、他の定式化による計算も行われている。また、行列要素の計算では一般に繰り込み係数の決定も必要であり、従来は摂動計算による決定が多かったが、近年はこれも格子 QCD により非摂動的に計算されるようになってきている。ただし、計算すべき行列要素によっては演算子の混合に起因する系統誤差をコントロールするためにカイラル対称性が重要になったりするなど、格子定式化の詳細が結果の信頼性に影響する点について注意が必要である。

格子 QCD における核子構造計算について、ベンチマークともいえる役割を果たすのが軸性結合定数  $g_A$  の計算である。これについては、過去の格子 QCD での計算では実験値を underestimate することが多く、クォーク質量の外挿、相関関数における励起状態の混合、有限体積効果など様々な系統誤差の可能性が指摘されてきた。ごく最近、全ての系統誤差をコントロールした格子計算の結果として、実験値と無矛盾な値が得られたという報告がなされており、(他の格子定式化による検証も必要であるが) その意義は大きい。 $g_A$  と同様基本的なベンチマークとして長年計算されてきているのが電磁気形状因子である。形状因子の運動量ゼロ付近での振る舞いは異常磁気能率や荷電核子半径と対応しているが、近年、電子 probe とミューオン probe によって陽子半径が異なるという陽子半径パズルが観測されるに及び、標準模型を超えた物理 (BSM) との関係からも新たな注目を集めている。現在の形状因子の格子 QCD 計算は、おおむね成功を収めているものの、クォーク質量依存性や励起状

態の混合など、系統誤差の問題が課題であったり、物理的クォーク質量での計算では統計誤差が大きかったりするなど、実験値との精密な定量的比較をするにはまだ改善が必要である。これらの問題点については研究が精力的に進められており、将来的には、格子 QCD の結果が陽子半径パズルヘインパクトを与えることが期待される。なお、従来は計算コストの比較的小さい connected diagram の計算のみを行い、行列要素としては isovector 要素のみを計算したり、isoscalar 要素は近似的に計算されることが多かったが、計算手法の進展により disconnected diagram の計算も可能になってきており、isoscalar 要素、各 quark flavor 毎の行列要素の決定が進展している。

標準物理を超えた物理という観点からは、核子の様々な行列要素の計算が重要である。例えば、テンソル行列要素、スカラー行列要素、陽子崩壊行列要素、中性子 EDM 行列要素、などの計算が行われている。これら行列要素の値自身は BSM の情報を含むわけではないが、これらの行列要素に結合するチャンネルと対応する実験結果から BSM に関する情報を引き出す (or BSM に制限を加える) 際に、必要となる量である。なお、実験へのインパクトという観点からは、例えば neutrinoless double beta decay 実験に見られるように、単に核子の行列要素だけでなく、原子核の行列要素の計算も重要であるが、格子 QCD で核子多体系を直接扱う際には励起状態の混合に起因する特殊な困難さがあり、その行列要素の計算手法の開発は今後の重要な課題として残されている。

核子構造において長年の課題となってきたのが、スピンパズルである。 $J_i$  のスピン和則に対応する行列要素は、クォークスピンは  $g_A$  から、クォーク/グルーオン角運動量は、エネルギー運動量テンソル演算子の行列要素から計算できる。また、同じ演算子について kinematics を変更すると核子の momentum fraction が計算できる。これらの計算は、disconnected diagram の計算の計算コストの大きさや、グルーオン行列要素の統計誤差の大きさなどから困難であったが、初めての全要素計算がクォーク質量の大きい領域でのクエンチ近似 QCD でなされ、その後ほぼ物理点での 2-flavor QCD での計算も行われた。これにより、クォークスピンだけでなく、クォークの軌道角運動量やグルーオンが実際に核子スピンを担っていることが示されている。今後は、繰り込みの取り扱いや動的ストレンジクォークの偏極効果、連続極限の計算などについて改善が必要である。

核子構造のより全貌を明らかにするには、パートン分布関数 (PDF) を決定することが望ましい。因子化によって、高エネルギー反応過程は摂動論によって計算できるが、低エネルギー行列要素の PDF は非摂動的物理量のため、格子 QCD による決定のインパクトは非常に大きい。しかし、格子 QCD はユークリッド虚時間で定式化されているため、light cone 上で定義された PDF を直接計算することはできず、これまではモーメントの計算に限られていた。この場合、もし無限次のモーメントの計算まで可能であれば PDF の情報に変換することが可能であるが、高次のモーメントの計算においては、より低次のモーメントとの演算子混合を避けることができず、これは連続極限で発散するような系統誤差をもたらすため、実質的には数次のモーメントの計算しか不可能であった。

これは原理的に解決不可能な問題と考えられていたが、最近、 $J_i$  によって新しい計算定式化がなされた。これは、PDF の定義として無限運動量系を用い、一方、格子上では無限運動量系での計算は不可能なので、十分大きな、しかし有限な運動量における quasi-PDF を定義する。PDF と quasi-PDF は同一ではないが、この 2 つを、Large-Momentum 有効理論によってマッチングを行うことで、PDF の計算を行うという手法である。この新しい定式化による格子 QCD 計算も実際に行われており、有望な結果が得られている。マッチングにおける系統誤差をどのようにコントロールするのが良いかなど、様々な研究課題はあるが、今後大きな発展が見込まれる。

以上のような格子 QCD 計算において、その発展を支えるもう一つの鍵は、スーパーコンピュータ



の性能向上に伴う数値計算の高速化・大規模化である。今後の発展においても、ハードウェアの開発・整備、さらにソフトウェアの開発が重要であり、その長期的なサポート体制を維持発展させていくことが必要である。

### ■有効理論、有効模型

高エネルギー DIS 過程を扱うための基本的理論枠組みである摂動論的 QCD の基礎をなすのが、因子化定理であり、それは、散乱断面積を、摂動論的に扱えるハードパートと、非摂動論的な核子の内部構造（パートン構造）を含むソフトパートの積に因子化できることを主張する。このソフトパートに含まれるのが、核子中のクォーク分布関数やグルーオン分布関数である。純粋に摂動論的 QCD の立場に立つならば、この部分は理論的予言の対象ではなく、DIS 過程の断面積の解析から引き出す量と考えるのであるが、我々が知りたいパートン分布を引き出すために必要十分な情報を実験が提供できない状況はしばしば起きる。また、実験的にパートン分布の形が決められたとしても、なぜそれがそのような形をとるのかを理解することも重要な物理的課題である。ここで出番となるのが、QCD の有効理論、有効模型や、格子ゲージ理論である。今でこそ、高エネルギー DIS 過程の物理においてそれが果たす役割の重要性が認められている低エネルギー有効理論であるが、初めからそうではなかったことは強調しておきたい。摂動論的 QCD の立場では、核子中の海クォークは、DGLAP 発展方程式で記述されるスケール発展の過程で輻射的に生成される。そこでは、核子中の海クォークは、親となるクォークからのグルーオン輻射を通じて常にクォーク・反クォークの対として生成される。ところが、グルーオンはフレーバー量子数をもたない粒子（または、flavor blind な粒子）なのでここで生成されるクォークと反クォークは同じフレーバーを持つことになる。したがって、QCD のスケール発展の機構によって核子中の海クォーク分布にフレーバー非対称性が生じることはあり得ない。高エネルギー DIS 過程は摂動論的 QCD で記述できるという考えに過度に支配されていたために、本来ソフトパートであるパートン分布は、摂動論的 QCD の守備範囲を超える対象であるにもかかわらず、核子中の海クォーク分布はフレーバー対称であろうと信じられていたのである。この理由のない神話を打ち破ったのが 1991 年の NMC グループの実験であり、この実験により、陽子中の  $\bar{u}$ -クォークと  $\bar{d}$ -クォークの分布の明らかな非対称性が確立された [120]。この非対称性は、少なくとも定性的にはパイ中間子雲の効果として説明できることが知られている。それがなぜ重要かという点、低エネルギー領域の QCD ではその本質的重要性が認識されていたにもかかわらず、高エネルギー領域の散乱現象とはあまり関係がないものと思われていた QCD のカイラル対称性とその自発的破れが、DIS 過程の物理においても極めて重要な役割を果たすことをはっきりと認識させてくれたからである。これを契機として、未だ実験的な情報が少ない縦偏極海クォーク分布のフレーバー非対称性、核子中のストレンジ・クォーク分布と反ストレンジ・クォークの非対称性、核子のスピン構造に関して縦偏極分布とは独立の情報を含む transversity と呼ばれる分布関数、核子スピンの内訳等々に対する低エネルギー有効模型の予言に対して、DIS 過程の物理の専門家も強い関心を寄せるようになった。

QCD を非摂動論的に扱える解析的手法がないため、ソフトパート ( $x$  に依存したパートン分布関数) を調べるのに有効模型が果たす役割は大きい。従来、格子ゲージ理論で扱えるのはパートン分布関数や GPD 関数の低次のモーメントのみであったが、分布関数の  $x$  依存性に非常に豊富な物理が含まれている。最近、格子 QCD において、 $z$  方向にブーストした核子における ( $z$  方向にのみ非局所的な) 静的パートン相関関数のシミュレーションから、パートン分布関数の  $x$  依存性自体を計算でき

るようにする定式化が発展しつつある。しかし、 $z$  方向の格子の数を  $L_z$  として  $x > 1/L_z$  に対応する比較的大きな  $x$  の領域で有効な方法と考えられており、また、現実的な  $\pi$  中間子質量でのシミュレーションの困難、有限体積の効果から来る不定性、得られた結果の物理的解釈が容易ではないことなどを考えると、有効理論、有効模型の果たす役割は非常に大きく、格子 QCD と有効理論・模型の結果が相俟って今後も進展がもたらされるはずである。

有効模型は、核子中のクォーク分布だけでなく、原子核内のクォーク分布についても、スピンの依存する分布関数を含めて、有用な予言を与えて来た。例えば、原子核内の核子の内部構造が単独の核子のそれから変化する可能性を取り入れることで、通常の EMC 効果を定量的に説明することが可能であり、またそれと同時に、スピンに依存する「偏極 EMC 効果」に対する予言が与えられている [123]。

また、有効模型は QCD の非摂動効果を含んだ破砕関数の計算にも応用されている。例えば、多重破砕プロセスを取り入れたジェット模型の考えに基づき、生成されたハドロンの縦運動量分布関数が求められ、半包括反応の実験データの解析から得られた経験的な破砕関数との比較も行われている [124]。有効模型による破砕関数の計算は、核子のみならず、原子核標的に対する破砕過程の記述に拡張することができる。最近、HERMES および JLab (CLAS) の実験 [125, 126] で、レプトン・原子核の半包括散乱過程におけるハドロンの縦運動量分布が測定され、より詳しい測定は現在計画中の Electron Ion Collider (EIC) [127] での重要な研究課題として取り上げられている。

次のステップとしてはレプトン・原子核の半包括散乱過程におけるハドロンの横運動量分布関数の解析を行うことも可能である。それに関する重要な観測量は、生成されたハドロンの横運動量分布幅の増加 (transverse momentum broadening) であり [128]、主に媒質中のクォークの多重散乱の効果に対する重要な知見を与えるものと期待される。

ハドロンの超前方への高エネルギー散乱、あるいは非包括過程などで、因子化定理の成立が明確でなかったり破綻したりする場合に興味深いデータが得られている例があり、これらの理解にはポメロンなどレグジュ粒子を用いた記述やハドロンの自由度の交換による相互作用の模型などを含め、有効理論、有効模型による扱いが重要な役割を果たす。

### 2.7.1 今後の展望

## 2.8 目標

### ■ パートン分布関数測定の高精密化

図 2.8.15 は DSSV のグローバル QCD 解析による  $\Delta g(x)$  の  $x = x_{min}$  から 1 までの積分値のエラーを示す。2014 年の DSSV の計算結果は、その後の RHIC の 2015 年までの実験結果を合わせることで、 $x_{min} = 10^{-3}$  でエラーの大きさはさらに 1/2 になることを示す。このエラーの大きさは将来の EIC 計画の偏極 DIS 測定により  $x_{min} = 10^{-5}$  まで格段に小さくなる。

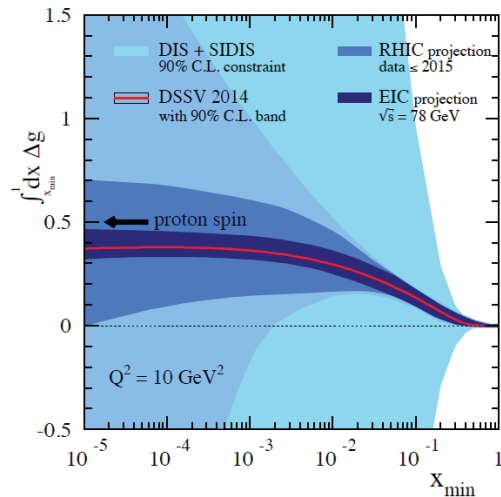


図 2.8.15: EIC で得られる  $\Delta G(x)$  の精度。

### 2.8.0.1 その他の目標・より将来の目標

## 2.9 実験計画

### 2.9.0.1 CERN/COMPASS

#### ■ COMPASS-II

2018年に再度データの取り増しを行いさらに統計量を増やす予定であり、符号の反転をより高精度で再確認するだけでなく、理論モデルの選択までもが可能となることが期待される。またその際、ビームの粒子識別のためのチェレンコフ検出器 (Cherenkov Differential counters with Achromatic Ring focus, CEDAR) をアップグレードすることにより、 $\pi^-$  ビーム中に含まれる  $K^-$ 、 $\bar{p}$  ビームに起因する Drell-Yan 事象を識別し、 $\times \times \times \times$ することも検討されている。

#### ■ COMPASS-II

2019年はビームシャットダウン

2020年以降の COMPASS 第三次計画 (COMPASS-III) については現在検討中である。ビームラインをアップグレードし、RF-separation した高強度の Kaon, anti-proton のビームが検討されている Drell-Yan

### 2.9.0.2 BNL/RHIC

#### ■ RHIC

RHIC 加速器では横方向に偏極した陽子衝突による前方検出器において  $\pi$  中間子、 $K$  中間子、陽子・反陽子に大きな非対称度が示され、核子内部の横方向の運動量分布による多次元構造を起源とする解析が行われている。2017年には STAR 実験で衝突エネルギー 510 GeV での W ボソンの非対称度を

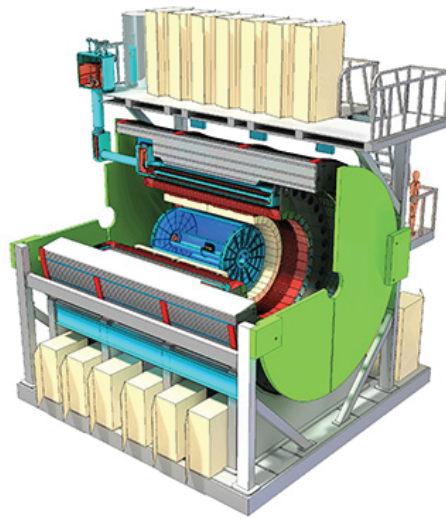


図 2.9.16: PHENIX 実験の検出器高度化の計画 (sPHENIX 計画)。

測定し、核子の多次元構造の研究を発展させる。PHENIX 実験は 2016 年を以ってデータ収集を終了し検出器の解体が行われているが、これまでの PHENIX 実験のデータ解析を進める

一方、PHENIX 実験では SLAC の BaBar 実験で使用された超伝導ソレノイドを取得し、大規模な検出器の高度化 (sPHENIX 計画) が開始されている。図 2.9.16 に sPHENIX 検出器を示す。sPHENIX 検出器は電磁及びハドロンカロリメータを持つ  $4\pi$  検出器であり、ジェット及びチャーム・ボトム粒子の測定に優れた性能を持ち、将来は eRHIC での検出器への移行が考えられている。この高度化により 2022 年から縦偏極を用いた偏極陽子衝突実験を行い、ジェット、光子の直接生成、重クォークをプローブとした高統計の研究により、グルーオン偏極測定の高精密化、核子の多次元構造の研究を進める。

現在建設が行われている sPHENIX 検出器は中央バレル検出器のみであるが、この検出器に前方測定に特化したジェット測定を行う検出器を設置することにより、低温での量子色力学 (“Cold QCD”) の研究として、新たな偏極核子や原子核の内部クォーク・グルーオン構造の先駆的研究を行うことが可能となる。

偏極核子構造としては横方向の偏極衝突実験による前方ハドロン反応の大きな非対称度 ( $A_N$ ) に対する理論的な理解、現在の理論的理解に対する検証を行い、核子の三次元構造を表す核子内部のクォーク・グルーオンの TMD 分布関数および GPD 関数の測定を行う。さらに、縦方向の偏極衝突実験による前方ジェットの非対称度 ( $A_{LL}$ ) 測定を行うことにより、中央バレル検出器では到達できない Bjorken’s  $x$  の小さな  $\Delta g(x)$  の高統計の測定を行う。前方ジェットの  $A_{LL}$  測定により、 $x < 0.01$  の領域の  $\Delta g(x)$  の高精度の測定が可能となる。

原子核構造としては、偏極核子+原子核衝突実験により、低温での原子核の核物質効果の研究を行う。高エネルギー原子核衝突では超高温核物質である QGP が生成されるが、その初期状態である原子核内部のクォーク・グルーオン分布関数 (nPDF) を測定し、QGP の生成に至るメカニズムを解明する。

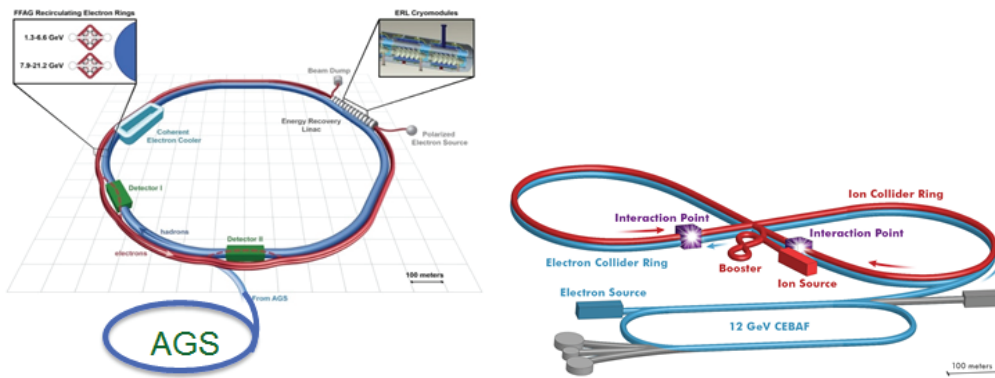


図 2.9.17: eRHIC と JLEIC の見取り図。

## ■ EIC

アメリカ原子核物理の次期将来計画として、世界初の偏極電子+陽子及び原子核衝突型加速器である EIC (Electron-Ion Collider) 計画が進行中であり、BNL と Jefferson Lab が候補地となっている。図 2.9.17 に BNL で計画されている eRHIC 加速器と Jefferson Lab で計画されている JLEIC 加速器を示す。EIC 計画は QCD 物理の新領域を拓き、原子核・ハドロン物理の豊かさを拡大する計画である。2015 年にアメリカの核科学諮問委員会 (NSAC) から FRIB の次の大型将来計画としての推薦を得て、実現へ向けて評価プロセスが着々と行われている。

EIC 計画における 3 次元的な核子構造の理解で鍵となるのはグルーオンの役割である。グルーオンの GPD を測定することによりグルーオンの核子内部での空間分布を測定することができる。これは、クォークの空間分布と比較することにより、核子内部でクォークがどのように閉じ込められているか知るための直接的測定となる。核子内部のクォークとグルーオンの相互作用の理解はまた、質量のないグルーオンと質量の小さいクォークがどのように核子のほとんど全て (98%以上) の質量をもたらしているのか、質量の起源を知るための手がかりとなる。

原子核の内部構造としてもグルーオンの役割は非常に重要である。原子核内部で小さいエネルギーを担うグルーオンの数は無限に発散していくが、どこかで再結合が起こり、その数は飽和する。これはカラーガラス凝縮 (CGC) と呼ばれる未発見の状態を形成するという理論的予想があり、この検証は EIC 計画の最も重要で興味深い目的のひとつである。原子核衝突による QGP (Quark-Gluon Plasma) への発展の理解のためにも CGC の発見、測定は不可欠であり、EIC 計画は核子構造研究のみならず QGP 研究にとっても重要な、次世代の高エネルギー QCD 物理のための最重要拠点となる。

### 2.9.0.3 Fermilab/E1039

### 2.9.0.4 KEK/Belle

### 2.9.0.5 JLab

### 2.9.0.6 J-PARC

J-PARC は、最大エネルギーが 50 GeV (現在は 30 GeV で運転中) と低めであるが、大強度ビームが得られるという利点があり、それを活かした研究が可能である。

将来入射ビームのエネルギーが 50 GeV に達した場合には、E906/SeaQuest と同様の Drell-Yan 実験を J-PARC で行うことにより E906/SeaQuest よりもさらに高い  $x$  領域 ( $0.25 < x < 0.6$ ) での  $\bar{d}(x)/\bar{u}(x)$  の探査が期待できる (P04 実験)。Fermilab-E866 実験の結果を外挿すれば、この領域において  $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$  となっている可能性がある。反クォーク分布が  $\bar{d}(x) > \bar{u}(x)$  となるのは pion cloud 模型などによる理解が可能であるが、これらの模型では、大きな  $x$  領域で  $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$  となることは説明できない。したがって、もし実験的に  $\bar{d}(x) < \bar{u}(x)$  (for  $x > 0.2$ ) が確認されれば、核子構造について新たな問題が投げかけられることになる。他にも、大きな  $x$  ( $x > 0.6$ ) における  $d(x)/u(x)$  比の測定に興味ももたれている。 $x \rightarrow 1$  の極限におけるこの比は、単純な SU(6) クォーク模型の予言では 1/2 だが、他の模型では 0 や 1/5 などの値が予言されており、興味深い。P04 実験では  $u(x)$  を  $x \sim 0.9$  まで測定することができ、この問題に対して貴重なデータを提供することができる。

また、現在建設中の J-PARC 高運動量ビームラインでは排他的ドレル・ヤン (Exclusive Drell-Yan) 過程を通じた GPDs 測定の実験実現の可能性が議論されている [137]。GPDs の測定には従来、深部仮想コンプトン散乱 (DVCS) や深部仮想ベクトル中間子生成 (DVMP) 過程が用いられてきたが、空間的 (space-like) 過程である DVMP に対応する時間的 (time-like) 過程である中間子ビームによる排他的ドレル・ヤン (Exclusive Drell-Yan) 過程を通じて GPDs を測定できると考えられる。このように Exclusive Drell-Yan 過程を通じて得られる GPDs を、Jefferson Lab、COMPASS などによる従来のアプローチ (DVCS, DVMP) で得られる GPDs と比較検討することにより、空間的  $\leftrightarrow$  時間的過程間での GPDs 普遍性、およびハードな排他的反応因子化についての検証が可能である。

この測定には J-PARC 高運動量ビームライン (現在建設中) での実験に最適である。

J-PARC 高運動量ビームラインは、J-PARC 主リングから取り出された運動量 30 GeV/c の一次陽子ビームをスイッチヤードで分岐させ、高運動量ビームとしてハドロン実験施設に導くものである。また、分岐部分に二次粒子生成標的を設置することにより、高運動量の  $\pi$  中間子・ $K$  中間子・反陽子などの二次粒子をハドロン実験施設に輸送できるように設計されている。ハドロン実験施設にすでに建設されているビームラインは、二次粒子の運動量が最高で 2 GeV/c であったが、高運動量ビームラインにより J-PARC において、30 GeV/c の一次陽子ビームと 20 GeV/c 程度までの二次ハドロンビームの利用が可能となる。高運動量ビームラインはまず 2019 年に一次陽子ビームを輸送することを目標としており、このビームを直接用いた実験として原子核中で  $e^+e^-$  に崩壊する  $\phi$  中間子の質量分布の媒質中における変化を調べる研究 (E16 実験) が予定されている。その後二次ビームの 20 GeV/c  $\pi^-$  中間子ビームを用いたチャームバリオン分光実験 (E50 実験) が予定されている。E50 実験の検出器群にミューオン検出器を追加設置することにより Exclusive Drell-Yan 過程の測定が可能となり、陽子の GPDs、 $\pi$  中間子の DAs が抽出される。

Letter of Intent、および実験プロポーザルが近く J-PARC 共同利用実験審査委員会 (PAC) に提出される予定であり、....

## 2.10 タイムライン

### 2.10.1 他 WG、他分野との連携

#### 2.10.1.1 高エネルギー重イオン物理

これまでも RHIC で共同実験を行ってきたように、高エネルギー QCD 実験として共通のエネルギー・運動量領域に興味を持つ。核子構造は重イオン衝突による QGP 生成を理解するために不可欠の知識であり、陽子衝突実験は重イオン衝突実験と直接比較対照するデータとして基礎を成すものである。将来の EIC 実験もまた、小さい  $x$  領域の核子及び原子核構造を明らかにし、QGP 生成の初期状態を理解するものとして重要なものである。宇宙の歴史から見るとハドロンは QGP を経て生成されたものであり、RHIC/LHC 実験で生成された QGP からのハドロン生成の理解は核子構造に取っても重要な知識である。今後も技術的な協力を含み、RHIC での共同実験と同様の協力体制を維持し、高エネルギー QCD 分野の活性化を図りたい。

#### 2.10.1.2 ハドロン物理

ハドロンを対象とする点は共通だが、ハドロン物理グループによる研究は低エネルギーでの QCD の振舞いを対象とし、理論的基盤は異なる。しかし当然 QCD の持つカラー閉じ込め機構やカイラル対称性の破れの問題は共通する究極の研究対象である。低エネルギーでの性質に接続する非摂動論領域における QCD によるハドロン・核子の共通の理解を得ることは非常に重要な将来の目標である。実験技術としては共通性が多く、J-PARC での協力、共同実験の可能性や、heavy-flavor 物理など共通のプロープを用いた協力を行いたい。

#### 2.10.1.3 ストレンジネス核物理、不安定核物理、精密核物理

ハドロン物理と同様、低エネルギーでの原子核物理であるこれらのグループとは理論的基盤がかなり異なる。しかし、短距離における核力や相関においてグルーオンの交換を考えることも可能であり、その際グルーオン反応の知識が必要とされる

#### 2.10.1.4 計算核物理

低エネルギーから高エネルギー、核子と原子核を結びつけるためには、QCD や原子核物理の理論計算に頼らなければならない。格子 QCD に基づく核子・ハドロン・原子核構造や QGP などのクォーク・グルーオン物質に対する計算は、多様な QCD に基づく現象を統合的に理解する重要な手段である。今後の計算機の高性能化と効率的で汎用性のあるコードの開発を期待する。

### 2.10.1.5 基礎物理

基礎物理の多くの実験においてハドロン反応は主要なバックグラウンドや不定性の原因となる。核子構造やハドロン生成を測定として確立することは、基礎物理に対する大きな寄与となる。また、Belleでのハドロン生成や将来のEIC実験で基礎物理に対する重要な情報を得られる可能性もあるので、基礎物理に対して常に感度を持つことは重要である。

## 2.10.2 まとめ

### 参考文献

- [1] J. Collins, D. Soper, G Sterman, in *Perturbative Quantum Chromodynamics* (ed. A. Mueller, World Scientific, 1989)
- [2] J. Collins, *Foundation of Perturbative QCD* (Cambridge, 2011)
- [3] V.N. Gribov and L.N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **15** (1972) 438; L.N. Lipatov, *Sov. J. Nucl. Phys.* **20** (1975) 95; G. Altarelli and G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298; Yu.L. Dokshitzer, *Sov. Phys. JETP* **46** (1977) 641.
- [4] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], *Phys. Lett. B* **206**, 364 (1988).
- [5] J. Ashman *et al.* [European Muon Collaboration], *Nucl. Phys. B* **328**, 1 (1989).
- [6] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett. B* **690**, 466 (2010) [arXiv:1001.4654 [hep-ex]].
- [7] C. Amsler *et al.* [Particle Data Group], *Phys. Lett. B* **667**, 1 (2008).
- [8] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], *Phys. Rev. D* **75**, 012007 (2007) [arXiv:hep-ex/0609039].
- [9] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], *Phys. Rev. D* **71**, 012003 (2005) [arXiv:hep-ex/0407032].
- [10] M. G. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett. B* **693**, 227 (2010) [arXiv:1007.4061 [hep-ex]].
- [11] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], *JHEP* **1008**, 130 (2010) [arXiv:1002.3921 [hep-ex]].
- [12] M. Alekseev *et al.* [COMPASS Collaboration], *Phys. Lett. B* **676**, 31 (2009) [arXiv:0904.3209 [hep-ex]].
- [13] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **103**, 012003 (2009) [arXiv:0810.0694 [hep-ex]].



- 
- [14] M. Sarsour [STAR Collaboration], AIP Conf. Proc. **1149**, 389 (2009) [arXiv:0901.4061 [hep-ex]].
- [15] A. Adare *et al.* [PHENIX Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 062001 (2011) [arXiv:1009.0505 [hep-ex]].
- [16] M. M. Aggarwal *et al.* [STAR Collaboration], Phys. Rev. Lett. **106**, 062002 (2011) [arXiv:1009.0326 [hep-ex]].
- [17] Y. Goto *et al.* (Asymmetry Analysis Collaboration (AAC)), Phys. Rev. D **62**, 034017 (2000); M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito (AAC), Phys. Rev. D **69**, 054021 (2004).
- [18] J. Blümlein and H. Böttcher, Nucl. Phys. B **841**, 205 (2010).
- [19] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D **82**, 114018 (2010).
- [20] M. Hirai, S. Kumano, and N. Saito (AAC), Phys. Rev. D **74**, 014015 (2006); M. Hirai and S. Kumano (AAC) Nucl. Phys. B **813**, 106 (2009).
- [21] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, and W. Vogelsang, Phys. Rev. D **80**, 034030 (2010).
- [22] M. Hirai and K. Sudoh, Phys. Rev. D **71**, 014022 (2005)
- [23] D. de Florian, R. Sassot, M. Stratmann, Phys. Rev. **D75**, 114010 (2007). [hep-ph/0703242 [HEP-PH]].
- [24] M. Hirai, S. Kumano, T. -H. Nagai, K. Sudoh, Phys. Rev. **D75**, 094009 (2007). [hep-ph/0702250].
- [25] E. Leader, A. V. Sidorov, and D. B. Stamenov, Phys. Rev. D **84**, 014002(2011).
- [26] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Phys. Lett. B 261 (1991) 201.
- [27] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Phys. Lett. B 264 (1991) 462.
- [28] D. L. Adams, et al., Fermilab E704 Collaboration, Nucl. Phys. B 510 (1998) 3.
- [29] J. Adams, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 171801.
- [30] S. S. Adler, et al., PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 202001.
- [31] B. I. Abelev, et al., STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 222001.
- [32] I. Arsene, et al., BRAHMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 101 (2008) 042001.
- [33] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. D 64 (2001) 097101.
- [34] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 012002.
- [35] A. Airapetian, et al., HERMES Collaboration, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 152002.

- [36] V. Y. Alexakhin, et al., COMPASS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 202002.
- [37] E. Ageev, et al., COMPASS Collaboration, Nucl. Phys. B 765 (2007) 31.
- [38] M. Alekseev, et al., COMPASS Collaboration, Phys. Lett. B 673 (2009) 127.
- [39] G.L. Kane, J. Pumplin, W. Repko, Phys. Rev. Lett. **41** 1689 (1978).
- [40] J. Qiu, G. Sterman, Nucl. Phys. B 378 (1992) 52.
- [41] H. Eguchi, Y. Koike, K. Tanaka, Nucl. Phys. B 763 (2007) 198.
- [42] D. Boer *et al.*, arXiv:1108.1713 [nucl-th].
- [43] D. Sivers, Phys. Rev. D 41 (1990) 83; Phys. Rev. D 43 (1991) 261.
- [44] J. C. Collins, Phys. Lett. B 536 (2002) 43.
- [45] D. Boer and P. J. Mulders, Phys. Rev. D **57**, 5780 (1998).
- [46] J. C. Collins, Nucl. Phys. B396 (1993) 161.
- [47] H. Beppu, Y. Koike, K. Tanaka and S. Yoshida, Phys. Rev. D 82 (2010) 054005.
- [48] Y. Koike, K. Tanaka and S. Yoshida, Phys. Rev. D **83**, 114014 (2011).
- [49] Y. Koike and S. Yoshida, Phys. Rev. D **84**, 014026 (2011).
- [50] Y. Koike, AIP Conf. Proc. **675**, 449 (2003) [hep-ph/0210396].
- [51] F. Yuan and J. Zhou, Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 052001.
- [52] Z.-B. Kang, F. Yuan, J. Zhou, Phys. Lett. B 691 (2010) 243.
- [53] X. Ji, J.-W. Qiu, W. Vogelsang, F. Yuan, Phys. Rev. D 73 (2006) 094017.
- [54] X. Ji, J. W. Qiu, W. Vogelsang and F. Yuan, Phys. Lett. B 638 (2006) 178.
- [55] Y. Koike, W. Vogelsang and F. Yuan, Phys. Lett. B659 (2008) 878.
- [56] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **103**, 152002 (2009) [arXiv:0906.3918 [hep-ex]].
- [57] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **693**, 11 (2010) [arXiv:1006.4221 [hep-ex]].
- [58] M. G. Alekseev *et al.* [The COMPASS Collaboration], Phys. Lett. B **692**, 240 (2010) [arXiv:1005.5609 [hep-ex]].
- [59] R. L. Jaffe, X. -D. Ji, Phys. Rev. Lett. **71**, 2547-2550 (1993). [hep-ph/9307329].
- [60] J. C. Collins, Nucl. Phys. B**396** (1993) 161.

- [61] J. C. Collins, S. F. Heppelmann and G. A. Ladinsky, Nucl. Phys. B **420**, 565 (1994).
- [62] D. Boer, Nucl. Phys. **B806**, 23-67 (2009). [arXiv:0804.2408 [hep-ph]].
- [63] X. Artru and J. C. Collins, Z. Phys. C **69**, 277 (1996).
- [64] D. Boer, R. Jakob and M. Radici, Phys. Rev. D **67**, 094003 (2003).
- [65] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96**, 232002 (2006).
- [66] R. Seidl *et al.* [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **78**, 032011 (2008).
- [67] Isabella Garzia [Babar Collaboration], presented at the Transversity 2011 workshop
- [68] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 012002 (2005).
- [69] V. Y. Alexakhin *et al.* [COMPASS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **94**, 202002 (2005).
- [70] M. Anselmino, M. Boglione, U. D'Alesio, A. Kotzinian, F. Murgia, A. Prokudin and C. Turk, Phys. Rev. D **75**, 054032 (2007).
- [71] A. Vossen *et al.* [ Belle Collaboration ], Phys. Rev. Lett. **107**, 072004 (2011). [arXiv:1104.2425 [hep-ex]].
- [72] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **0806**, 017 (2008).
- [73] X. Ji, Phys. Rev. Lett. **78**, 610 (1997).
- [74] M. Burkardt, Phys. Rev. **D62**, 071503, Erratum-ibid. **D66**, 119903 (2002).
- [75] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001) [arXiv:hep-ex/0106068].
- [76] S. Stepanyan *et al.* [CLAS Collaboration], Phys. Rev. Lett. **87**, 182002 (2001) [arXiv:hep-ex/0107043].
- [77] A. Airapetian *et al.* [HERMES collaboration], JHEP **0911**, 083 (2009) [arXiv:0909.3587 [hep-ex]].
- [78] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], JHEP **0806**, 066 (2008) [arXiv:0802.2499 [hep-ex]].
- [79] M. Mazouz *et al.* [Jefferson Lab Hall A Collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 242501 (2007) [arXiv:0709.0450 [nucl-ex]].
- [80] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **679**, 100 (2009) [arXiv:0906.5160 [hep-ex]].
- [81] A. Airapetian *et al.* [HERMES Collaboration], Phys. Lett. B **682**, 345 (2010) [arXiv:0907.2596 [hep-ex]].

- [82] R.L. Jaffe and A. Manohar, Nucl. Phys. **B337**, 509 (1990).
- [83] X.S. Chen, X.F. Lü, W.M. Sun, F. Wang, and T. Goldman, Phys. Rev. Lett. **100**, 232002 (2008).
- [84] X.S. Chen, X.F. Lü, W.M. Sun, F. Wang, and T. Goldman, Phys. Rev. Lett. **103**, 062001 (2009).
- [85] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D81**, 114010 (2010).
- [86] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D83**, 14012 (2011).
- [87] M. Wakamatsu, Phys. Rev. **D84**, 037501 (2011).
- [88] Y.M. Cho, M.L. Ge, and P. Zhang, arXiv:1010.1080[nucl-th].
- [89] E. Leader, Phys. Rev. **D83**, 096012 (2011).
- [90] Y. Hatta, Phys. Rev. **D84**, 041701(R) (2011).
- [91] Y. Hatta, arXiv:1111.3547[hep-ph].
- [92] F. D. Aaron *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1579 [arXiv:1012.4355 [hep-ex]].
- [93] J. A. M. Vermaseren, A. Vogt and S. Moch, Nucl. Phys. B **724** (2005) 3 [arXiv:hep-ph/0504242].
- [94] J. Blumlein and A. Vogt, Phys. Lett. B **386** (1996) 350 [arXiv:hep-ph/9606254].
- [95] J. Blumlein and A. Vogt, Acta Phys. Polon. B **27** (1996) 1309 [arXiv:hep-ph/9603450].
- [96] J. P. Blaizot, Nucl. Phys. A **854** (2011) 237 [arXiv:1101.0260 [hep-ph]], and references therein.
- [97] K. J. Golec-Biernat and M. Wusthoff, Phys. Rev. D **59** (1998) 014017 [arXiv:hep-ph/9807513].
- [98] K. J. Golec-Biernat, L. Motyka and A. M. Stasto, Phys. Rev. D **65** (2002) 074037 [arXiv:hep-ph/0110325].
- [99] A. M. Stasto, K. J. Golec-Biernat and J. Kwiecinski, Phys. Rev. Lett. **86**, 596 (2001) [arXiv:hep-ph/0007192].
- [100] F. Caola and S. Forte, Phys. Rev. Lett. **101** (2008) 022001 [arXiv:0802.1878 [hep-ph]].
- [101] F. Caola, S. Forte and J. Rojo, Phys. Lett. B **686** (2010) 127 [arXiv:0910.3143 [hep-ph]].
- [102] J. Bartels, K. Golec-Biernat and L. Motyka, Phys. Rev. D **81** (2010) 054017 [arXiv:0911.1935 [hep-ph]].
- [103] F. D. Aaron *et al.*, Eur. Phys. J. C **71** (2011) 1578 [arXiv:1010.1476 [hep-ex]].
- [104] H. Kowalski, L. Motyka and G. Watt, Phys. Rev. D **74** (2006) 074016 [arXiv:hep-ph/0606272].

- [105] V. A. Matveev, R. M. Muradian and A. N. Tavkhelidze, *Lett. Nuovo Cim.* **7** (1973) 719; S. J. Brodsky and G. R. Farrar, *Phys. Rev. Lett.* **31**, 1153 (1973); *Phys. Rev. D* **11**, 1309 (1975); F. E. Close, *An Introduction to Quarks and Partons* (Academic Press, London, 1979); R. G. Roberts, *The Structure of the Nucleon* (Cambridge University Press, 1993).
- [106] J. Arrington, J. G. Rubin and W. Melnitchouk, arXiv:1110.3362 [hep-ph] and references therein.
- [107] R. Seuster *et al.* [ Belle Collaboration ], *Phys. Rev.* **D73**, 032002 (2006). [hep-ex/0506068].
- [108] “Nucleon Form Factors - A Jefferson Lab Perspective” J. Arrington, Kees de Jager, and C. F. Perdrisat, *J. of Phys: Conference Series* **299** (2011) 012002.
- [109] C. Alexandrou, G. Koutsou, J. W. Negele and A. Tsapalis, *Phys. Rev. D* **74**, 034508 (2006) [arXiv:hep-lat/0605017].
- [110] H. W. Lin, T. Blum, S. Ohta, S. Sasaki and T. Yamazaki, *Phys. Rev. D* **78**, 014505 (2008) [arXiv:0802.0863 [hep-lat]].
- [111] M. Gockeler, R. Horsley, D. Pleiter, P. E. L. Rakow and G. Schierholz [QCDSF Collaboration], *Phys. Rev. D* **71**, 114511 (2005) [arXiv:hep-ph/0410187].
- [112] R. G. Edwards *et al.* [LHPC Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **96**, 052001 (2006) [arXiv:hep-lat/0510062].
- [113] A. A. Khan *et al.*, *Phys. Rev. D* **74**, 094508 (2006) [arXiv:hep-lat/0603028].
- [114] T. Yamazaki *et al.* [RBC+UKQCD Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **100**, 171602 (2008) [arXiv:0801.4016 [hep-lat]].
- [115] Y. Aoki *et al.*, *Phys. Rev. D* **82**, 014501 (2010) [arXiv:1003.3387 [hep-lat]].
- [116] Ph. Hagler *et al.* [LHPC Collaborations], *Phys. Rev. D* **77**, 094502 (2008) [arXiv:0705.4295 [hep-lat]].
- [117] M. Gockeler *et al.* [QCDSF and UKQCD Collaborations], *PoS LATTICE2008* (2008) 138.
- [118] D. Brommel *et al.* [QCDSF Collaboration and UKQCD Collaboration], *Phys. Rev. Lett.* **101**, 122001 (2008) [arXiv:0708.2249 [hep-lat]].
- [119] B. U. Musch, P. Hagler, J. W. Negele and A. Schafer, *Phys. Rev. D* **83**, 094507 (2011) [arXiv:1011.1213 [hep-lat]].
- [120] NMC Collaboration : P. Amaudruz *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2712 (1991).
- [121] M. Wakamatsu, *Phys. Rev.* **D71**, 057504 (2005).
- [122] NNPDF Collaboration : R.D. Ball *et al.* *Nucl. Phys.* **B838**, 136 (2010).

- [123] I. C. Cloet, W. Bentz, A. W. Thomas, Phys. Lett. **B642** (2006) 210-217. [nucl-th/0605061].
- [124] H.H. Matevosyan, A.W. Thomas, W. Bentz: Monte-Carlo Simulations of Hadronic Fragmentation Functions using NJL-Jet Model. Phys. Rev. **D 83**, 114010 (2011).
- [125] A. Airapetian et al: Multidimensional Study of Hadronization in Nuclei. Eur. Phys. J. **A 47**, 113 (2011).
- [126] W.K. Brooks, H. Hakobyan: Experimental Studies of Hadronization and Parton Propagation in Space-Time Domain. Nucl. Phys. **A 830**, 361c (2009).
- [127] (Some reference for the Electron-Ion Collider project at JLab.)
- [128] A. Airapetian et al: Transverse Momentum Broadening of Hadrons produced in Semi-inclusive Deep-inelastic Scattering on Nuclei. Phys. Lett. **B 684**, 114 (2010).
- [129] J. M. Maldacena, Adv. Theor. Math. Phys. **2**, 231 (1998) [Int. J. Theor. Phys. **38**, 1113 (1999)] [hep-th/9711200].
- [130] J. Polchinski and M. J. Strassler, JHEP **0305**, 012 (2003) [hep-th/0209211].
- [131] Y. Hatta, E. Iancu and A. H. Mueller, duality: The Saturation line,” JHEP **0801**, 026 (2008) [arXiv:0710.2148 [hep-th]].
- [132] Y. Hatta, T. Ueda and B. -W. Xiao, JHEP **0908**, 007 (2009) [arXiv:0905.2493 [hep-ph]].
- [133] M. Aghasyan *et al.* [COMPASS Collaboration], arXiv:1704.00488 [hep-ex].
- [134] J-PARC proposal P04 [http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_0606/pdf/p04-Peng.pdf](http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p04-Peng.pdf)
- [135] J-PARC proposal E16 [http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_0606/pdf/p16-Yokkaichi\\_2.pdf](http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_0606/pdf/p16-Yokkaichi_2.pdf)
- [136] J-PARC proposal E50 [http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac\\_1301/pdf/P50\\_2012-19.pdf](http://j-parc.jp/researcher/Hadron/en/pac_1301/pdf/P50_2012-19.pdf)
- [137] T. Sawada, W. C. Chang, S. Kumano, J. C. Peng, S. Sawada and K. Tanaka, Phys. Rev. D **93**, no. 11, 114034 (2016) doi:10.1103/PhysRevD.93.114034 [arXiv:1605.00364 [nucl-ex]].
- [138] M. Diehl, Phys. Rept. **388**, 41 (2003).
- [139] H. Kawamura and S. Kumano, Phys. Rev. D **89**, 054007 (2014).
- [140] S. Kumano, Qin-Tao Song, and O. V. Teryaev, KEK-TH-1959, J-PARC-TH-0086, to be submitted for publication.
- [141] M. Masuda *et al.* (Belle Collaboration), Phys. Rev. D **93**, 032003 (2016).