

2.6 核子構造の物理

Nucleon Structure

後藤 雄二	GOTO Yuji	代表、理化学研究所
小池 裕司	KOIKE Yuji	副代表、新潟大学
宮地 義之	MIYACHI Yoshiyuki	副代表、山形大学
大谷 宗久	OHTANI Munehisa	杏林大学
川村 浩之	KAWAMURA Hiroyuki	高エネルギー加速器研究機構
熊野 俊三	KUMANO Shunzo	高エネルギー加速器研究機構
近藤 薫	KONDO Kaori	山形大学
サイデル ラルフ	SEIDL Ralf	理化学研究所
齋藤 晃一	SAITO Koichi	東京理科大学
澤田 真也	SAWADA Shinya	高エネルギー加速器研究機構
田中 和廣	TANAKA Kazuhiro	順天堂大学
谷田 聖	TANIDA Kiyoshi	ソウル大学
堂下 典弘	DOSHITA Norihiro	山形大学
中川 格	NAKAGAWA Itaru	理化学研究所
中野 健一	NAKANO Kenichi	東京工業大学
八田 佳孝	HATTA Yoshitaka	筑波大学
平井 正紀	HIRAI Masanori	東京理科大学
深尾 祥紀	FUKAO Yoshinori	高エネルギー加速器研究機構
ベンツ ヴォルフガング	BENTZ Wolfgang	東海大学
若松 正志	WAKAMATSU Masashi	大阪大学
齊藤直人	SAITO Naohito	世話人、高エネルギー加速器研究機構

2.6.1 序

2.6.1.1 核子構造研究の目的と意義

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・衝突を手法として用い、強い相互作用の基礎理論である量子色力学（QCD）を適用して核子の内部構造の理解を目指している。高エネルギー散乱・衝突では、核子はクォーク・グルーオン描像により表すことができる。そして核子は、閉じ込められたクォーク、グルーオンの力学を研究できる最も基本的な無限多体系である。

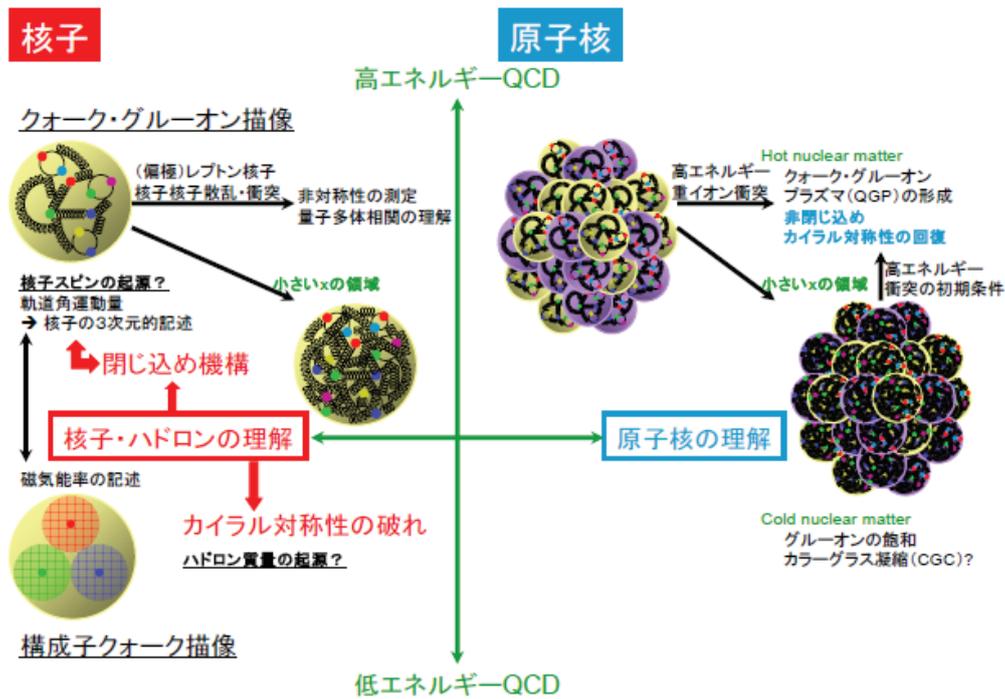


図 1: クォーク・グルーオン描像による核子・ハドロンおよび原子核の理解。

図 1 はこの描像での核子と原子核を模式的に示す。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。しかし、高エネルギー散乱・衝突では、クォークだけでは核子のスピンを説明できない。高エネルギーでは核子はより多様な内部構造を示すことが知られており、そ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。我々はこの手法により、軌道角運動を含む核子内部に閉じ込められたクォーク、グルーオンの 3 次元的分布を実験により決定し、量子的多体相関を研究することにより、核子内部のクォーク閉じ込めの機構を解明することを目指す。

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。ここで興味深いのは小さい x の領域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。

多くの目的に対し、互いに独立（非コヒーレント）なクォーク、グルーオンから成る核子という単純な描像が十分良い記述を与えている。ここで、核子中のクォーク、グルーオン（合わせてパートンと呼ぶ）の分布はパートン分布関数（PDF = Parton Distribution Function）という関数で表される。パートン分布関数は、粒子のビーム軸、衝突軸を表す「縦」方向に対して定義され、その方向の核子の運動量に対してパートンが担う運動量の比である x という変数で表される。このパートン分布関数が誤差付きで与えられれば、核子をクォーク、グルーオンの単純なソースとして用いる高エネルギー実験では十分であると考えられている。

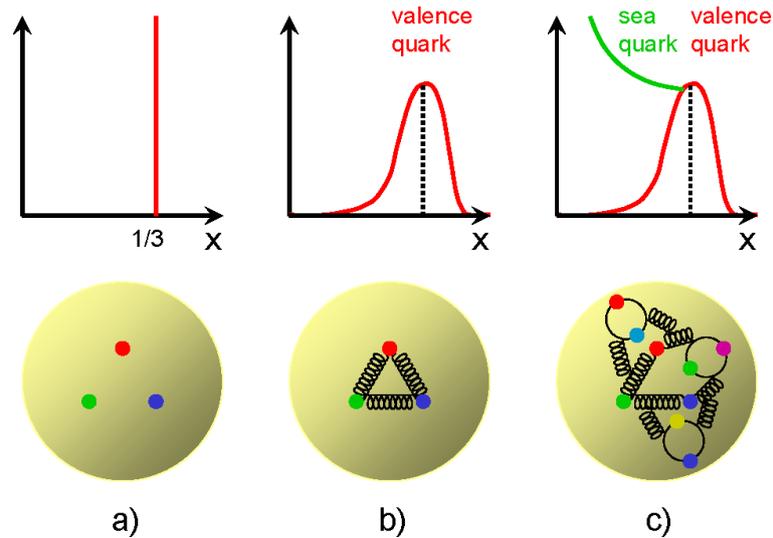


図 2: 互いに独立なパートンから成る核子の描像。 x はいわゆる Bjorken の x で、縦（ビーム軸、衝突軸）方向のパートンの運動量の割合を表す。

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、クォークのパートン分布関数は $x = 1/3$ にデルタ関数的なピークをもつことになる（図 2 a）。実際はクォーク間はグルーオンを媒介として相互作用をしており、ピークは幅を持つことになる（図 2 b）。さらにグルーオンがクォーク、反クォークの対に分裂すると、小さい x の成分が出てきて（図 2 c）、これが実験データとして得られるクォークのパートン分布関数の形となる。

しかし、この「互いに独立なパートンから成る核子」という描像では理解できない多くの現象も我々はすでに知っている。核子のスピンの理解、偏極現象に対して、この描像は十分な記述を与えない。そのひとつは横偏極現象である。現象については後に述べるが、これを説明するためには、核子内部のパートン間の相互作用、量子多体相関の理解が必要となる。パートンは核子内部で運動（軌道運動）をしている。また、核子スピンの $1/2$ はクォークのスピンとグルーオンのスピンだけでは説明できない。クォークとグルーオンの軌道角運動量も含めないと辻褄が合わない。

このどちらのためにも核子に対する新たな記述とその確立が求められている。それは、核子の構造を x 方向だけでなく、3次元で記述する方法である。これは既存のパートン分布関数による記述を拡張、一般化することにより行われており、ビーム軸、衝突軸に垂直な「横」方向の分布を表す。図 3 に、横方向の分布をトモグラフィー的に表した例を示す。拡張、一般化したパートン分布関数の測定は始まっていて、先駆的な結果は得られているが、それを確立することが核子構造研究の将来計画の

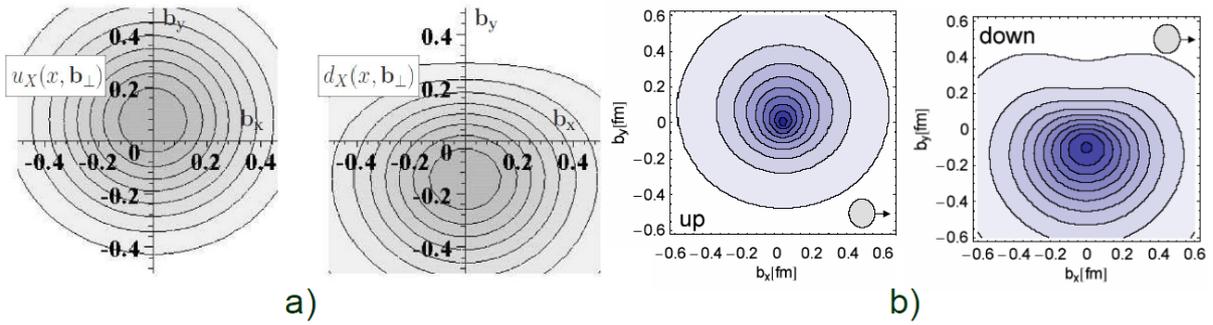


図 3: 核子内部のパートン分布を横方向の空間分布としてトモグラフィ的に表したパートン分布関数の拡張の例。紙面を貫く方向が縦方向であり、 b_x 軸方向に偏極した核子内部の分布を表す。a) 一般化された分布関数を用いた現象論的モデル、b) Lattice QCD による計算で、それぞれ左図はアップクォークに対する分布、右図はダウンクォークに対する分布を示す。

柱となっている。

2.6.1.2 歴史と概観

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) 実験、 $ep \rightarrow eX$ 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 ν がともに数 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。ここに現れる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。

このパートン模型と摂動論的QCDを組み合わせた枠組みでは、核子の内部構造は各パートンのパートン分布関数 $f_a(x, \mu)$ ($a = u, \bar{u}, d, \bar{d}, \dots, g$) で表される。ここで、 x はパートンの縦運動

量割合, μ はそのパートン分布関数が測定されるエネルギースケールである。 μ 依存性は DGLAP (=Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 発展方程式により記述される。1970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。また、DIS 実験のみならず、終状態に π 中間子などのハドロンも捕らえる半包括 DIS 実験や陽子-(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 W 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。これらによると、クォーク・反クォークとグルーオンは数 GeV のエネルギースケールで、核子の運動量をそれぞれ 50% ずつ運んでいること、 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ているが、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などが明らかにされた。また、反クォーク分布のフレーバー対称性は破れており、反アップクォークと反ダウンクォークの分布は大きく異なっている。そして、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。これら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 New Physics 探索のための必要不可欠な道具にもなっている。

一方、実験技術の進歩により、スピン偏極したレプトンと核子を用いた実験も行われるようになった。こうし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。1988年には、CERN の EMC グループが核子のスピン依存構造関数に関するデータを報告し、その後の多くの実験に基づき、核子中のクォークのスピンの割合は 25% 程度にすぎないことが示された。これは、バリオンの磁気能率等の多くのハドロンの性質を上手く説明してきたクォーク模型に基づいた核子の描像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ていった。核子は、クォークとグルーオンの束縛状態なので、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各成分に分解できるのか、また、できるとしたら各成分は実験的にどのように測定されるかについて研究がすすめられた。最近の研究によると、核子のスピンはクォークとグルーオンのそれぞれについてゲージ不変なスピンと軌道角運動量に分解され、しかも、各成分が実験観測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., $e\bar{p} \rightarrow eh_1h_2X$ や $e\bar{p} \rightarrow eJ/\psi X$ 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。クォークの軌道角運動量の寄与は、深仮想コンプトン散乱 (DVCS=Deeply Virtual Compton Scattering) 過程や電子散乱におけるベクトル中間子のハードな排他的生成 (HEMP=Hard Exclusive Meson Production) 過程に現れる一般化されたパートン分布 (GPD=Generalized Parton Distribution) 関数の測定を通じて知ることができる。GPD 関数が提供する核子の 3次元構造の解明と合わせ今後の大きな課題である。

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で見られている大きなシングルスピンの非対称 (SSA=Single Spin Asymmetry) は、これまでに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になるスピンの非対称である。SSA は、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」を直接反映しているからである。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ている。SSA は半包括 DIS 過程や核子核子衝突過程の断面積に様々な方位角非対称として現れるため、その起源を明らかにすべく、世界各地で測定が進行している。

2.6.2 最近の進展

2.6.2.1 スピンパズルの解明

因子化とパートン分布関数

ここでは、まず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」について述べる。[1, 2] この定理は、「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。この定理によると、高エネルギーハドロンはパートン (クォークとグルーオン) のビームとみなされ、反応は個々のパートンからのインコヒーレントな散乱の重ね合わせとして記述される。終状態にもハドロンを観測する場合には、ハドロンはパートンから破砕した結果としてみなされる。このとき、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)」とに分離され散乱断面積はこれらの因子の積として記述される。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、 $ep \rightarrow ehX$ (h はパイオンなど終状態に観測されるハドロン、 X は観測されないハドロン群全体) を例にとって因子化定理を見てみよう。終状態ハドロンへの入射ビーム方向に対する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への運動方向に沿った (Collinear な) 成分のみであり、この過程の反応断面積 $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$ は、分布関数 $f_a(x, \mu)$ 、破砕関数 $D_{h/b}(z, \mu)$ 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 4 のように模式的に示される。ここで $f_a(x, \mu)$ は核子中でのパートン a (フレーバー q のクォーク、あるいはグルーオン g) の運動量割合 x についての「分布関数」、 $D_{h/b}(z, \mu)$ は、パートン b からハドロン h が運動量割合 z を受け取って生成される「破砕関数」であり、上記反応の長距離部分である。 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}(x, z, Q, \mu)$ はパートン間のハード断面積を表す短距離部分である。 μ 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した。 x, z などは、パートンが運ぶ「縦運動量割合」¹である。このため、上のような因子化は Collinear 因子化と呼ばれている。Collinear 因子化は、仮想光子の運動量移行や終状態ハドロンへの衝突軸に対する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時に有効であり、この枠組みでは、終状態ハドロンへの横運動量 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・破砕関数は分離スケール μ 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]。以下この報告書では、分布・破砕関数の μ 依存性は必要な場合を除いて省略する。

¹パートンの運動量については、ハドロンへの運動量の方向を「縦」、それと垂直方向を「横」と呼ぶ。

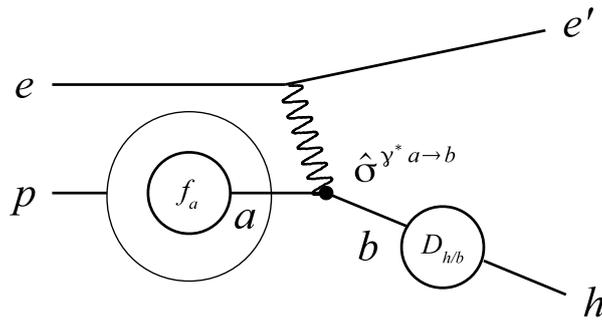


図 4: 半包括 DIS 過程

分布関数や破砕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の状態に依存するが、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。また、Collinear 因子化に表れる分布・破砕関数は物理的過程によらない「普遍性」を持っているため、摂動論的 QCD で計算されたハードパートと組み合わせた実験データのグローバル解析をすることでそれら関数を決めることができ、同じ関数が表れる他の過程に対する予言が可能となる。

一般に、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、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。このように、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。

高エネルギーで重要になるのはツイスト 2 の寄与であるが、核子中のクォークの Collinear ツイスト 2・パートン分布関数としては、各フレーバー q ($q = u, d, s, \bar{u}, \bar{d}, \bar{s}, \dots$) に対して定義される無偏極核子中の無偏極クォークの分布関数 $q(x)$ (あるいは $f_1^q(x)$ と書く)、縦編極核子中における縦編極クォークのスピン非対称 (Helicity 非対称) の分布 $\Delta q(x)$ (あるいは $g_1^q(x)$)、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 (Transversity 分布) $\delta q(x)$ (あるいは $h_1^q(x)$) の 3 個で完全系をなす。ツイスト 2・グルーオン分布としては、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 非対称分布 $\Delta G(x)$ の 2 つで完全系をなす。

短距離効果の摂動論的 QCD 計算では、端的に言って、LO (パートン模型) が断面積のオーダーの評価を与え、NLO が断面積の定量的評価を、NNLO (Next-to-Next-to-Leading Order) が断面積の誤差の評価を可能にする。Collinear 因子化に基づく多数のハード過程は、ツイスト 2 の寄与に対しては、スピンの依存する場合も含め、NLO 以上で扱われている。高次ツイスト効果に対してはほとんどが LO で扱われているのが現状である。

このように、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。

スピンパズル

Collinear 因子化の枠組みで解析可能な最も簡単な過程は、序章で述べた DIS 過程、 $ep \rightarrow eX$ である。これは、終状態に電子のみを捕らえる過程であるため、破碎関数は寄与しない過程である。非偏極の核子とレプトンを用いた DIS には、核子の $q(x)$ と $G(x)$ が寄与する。この過程には多くの実験データが存在するが、それらは摂動論的 QCD により非常によく記述され、これらパートン分布関数も高い精度で決められている。

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。これらは核子スピン構造に対するクォーク・グルーオンスピンの役割に関する情報を含み、特にそれらの 1 次モーメント、 $\Delta q = \int_0^1 dx \Delta q(x)$ 、 $\Delta G = \int_0^1 dx \Delta G(x)$ 、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 $\Delta\Sigma = \sum_i \Delta q_i$ が $0.120 \pm 0.094 \pm 0.138$ 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、核子のスピンの起源について大きな話題を引き起こした (スピンパズル)。「スピンパズル」の提起をうけ、CERN、SLAC、DESY、JLab で偏極 DIS 実験がすすめられてきた。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 β 崩壊による測定結果 1.2694 ± 0.0028 [7] とよい一致を示している。

偏極クォーク、反クォーク、グルーオン分布

DIS 過程では散乱レプトンを測定する事で、レプトンとパートンとの散乱に関する運動学的変数が散乱事象毎に明確に定まる。その一方で、レプトンとクォーク間の電磁相互作用を利用するため包括測定ではクォークと反クォークを区別出来ない。異なる標的による測定等からクォークフレーバーに関する情報は得られるが、荷電対称性、フレーバー SU(3) 対称性等の仮定を必要とする。この仮定のもと β 崩壊等から求められる軸性行列要素を利用して、HERMES 実験の重陽子構造関数の測定から $\Delta\Sigma = 0.330 \pm 0.04$ 、フレーバー毎の成分 $\Delta u + \Delta \bar{u} = 0.842 \pm 0.013$ 、 $\Delta d + \Delta \bar{d} = -0.427 \pm 0.013$ 、 $\Delta s + \Delta \bar{s} = -0.085 \pm 0.0018$ が得られた [8]。

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 π 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、 π 中間子に比べて K 中間子の破砕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砕を含まない別過程による検証が求められる。

偏極陽子衝突実験での 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。2009 年、BNL の RHIC 実験において $\sqrt{s} = 500$ GeV で、最初の測定が行われ、その結果は [15, 16] に発表されている。2011 年より本格的データ収集が開始された。

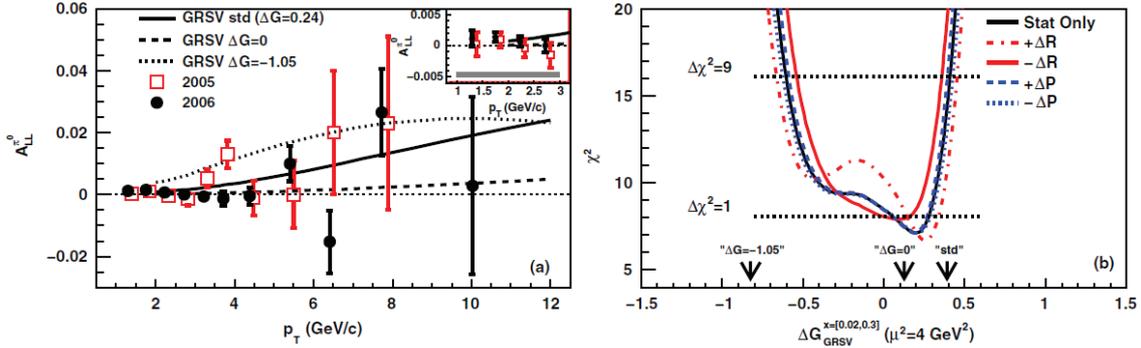


図 5: PHENIX 実験で測定された π^0 の A_{LL} と、GRSV 計算に基づく ΔG の値に対する χ^2 評価。 $\Delta G = 0.4$ の GRSV-standard 計算は、 3σ 以上で却下される。

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。RHIC では、 π^0 やジェットの非対称を測定し高統計で $\Delta G(x)$ を調べる。これらのチャンネルは $g + g$ 、 $g + q$ 、 $q + q$ 散乱の混合であるが、割合は断面積測定からわかっている。中央 Rapidity における、PHENIX 実験の π^0 の A_{LL} 測定 [13] と、STAR 実験のジェットの A_{LL} 測定 [14] から $\Delta G = \int_0^1 \Delta G(x, Q^2 = 1 \text{ GeV}^2) = 0.4$ の GRSV-standard 計算は、 3σ 以上で却下され、グルーオンスピンの寄与に対しておおきな制限が与えられた。図 5 に PHENIX 実験の π^0 の A_{LL} 測定に対する結果を示す。同様の結果は QCD グローバル解析からも与えられ、 $0.05 < x < 0.2$ の範囲で $\Delta G(x)$ に大きな制限が与えられている。

DIS 過程では仮想光子をプローブとするために、電荷を持たないグルーオンと直接散乱する事ができない。しかし終状態のハドロン計測により、グルーオンが散乱に寄与する過程を測定できる場合がある。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等は、グルーオンにより対生成されたクォークとの散乱として理解される。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。

パートン分布関数の持つ普遍性を基礎に、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)。グルーオンは DIS 過程での構造関

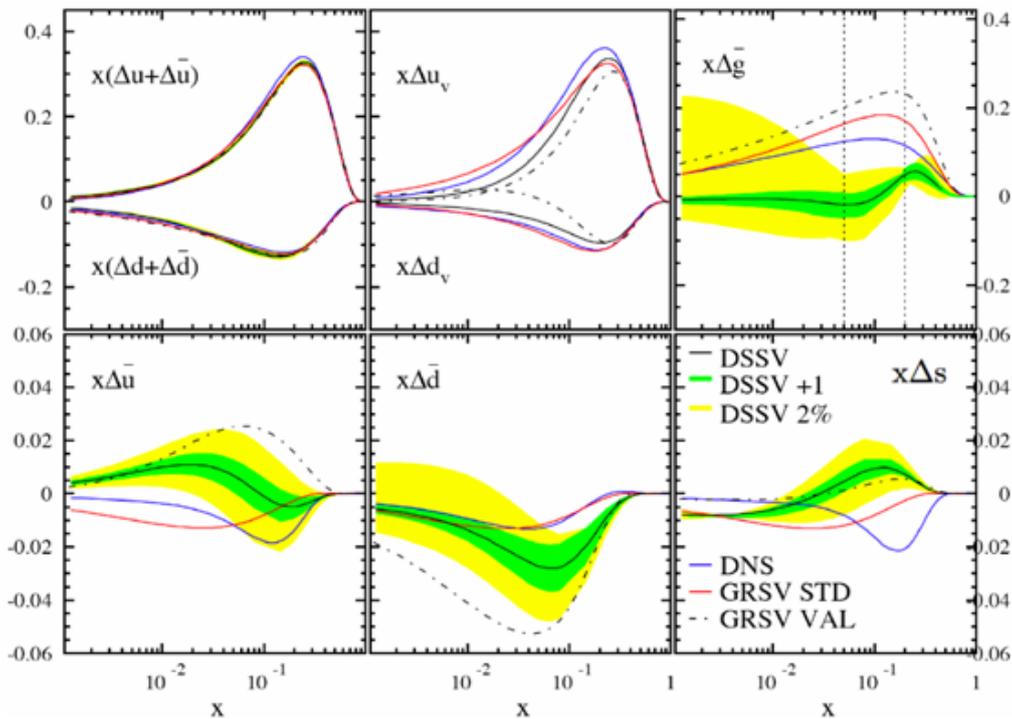


図 6: QCD グローバル解析の結果得られている偏極クォーク、反クォーク、グルーオン分布関数。

数に対し摂動論的 QCD 高次補正を与える。非偏極パートン分布関数グローバル解析では、電子・陽子衝突実験と固定標的実験からの広範な運動学的領域にわたる DIS 過程のデータによりグルーオン分布 $G(x)$ が定められた。しかしながら、偏極電子・陽子衝突実験は未だ実現しておらず、現在測定されている $g_1(x_{Bj}, Q^2)$ のみから得られる $\Delta G(x)$ の不定性は極めて大きく、その符号すら明らかでない [17, 18, 19]。

陽子・陽子衝突の場合、比較的小さい横運動量 p_T の領域における π^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。これらに対する RHIC での測定結果を含める事により、グローバル解析での $\Delta G(x)$ 決定精度が向上した。しかしこれらの過程では微分断面積に対してグルーオン分布の積が寄与するため、 ΔG の符号の決定は難しい [20, 21]。そのため、クォーク・グルーオン散乱が主な寄与となる光子の直接生成過程や中間子生成過程における $\pi^+ - \pi^-$ のスピン非対称度を用いた解析が必要とされている [22]。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。例えば偏極電子・陽子衝突実験のようなより広い x 領域をカバー出来る実験が求められている。

2.6.2.2 横偏極現象の解明

シングルスピン非対称 (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 (進行方向に対し) 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非対称 (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。図 7 に Fermilab-E704 実験、STAR 実験、PHENIX 実験により測定された π^0 の SSA の結果を示す。

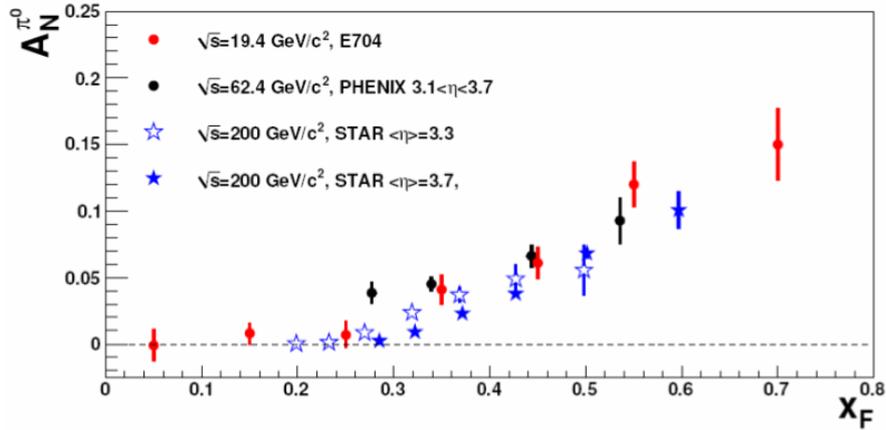


図 7: Fermilab-E704 実験、STAR 実験、PHENIX 実験により測定された π^0 の SSA の結果。

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)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 1GeV 以上の高エネルギースケール) 程度の無視できる SSA しか与えないので、大きな SSA の記述には無力である [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、散乱過程を解析する理論的枠組みの拡張が必要である。それにより単純なパートン描像を超えたハドロン構造が明らかになる。この発展により示された核子構造で重要な要素は、特に、核子内部でのパートン間の相互作用、パートンの量子多体相関である。パートンは核子内部で運動(軌道運動)をしており、軌道角運動量を含めなくては核子のスピンの理解も不可能である。SSA の解明に向けた理論研究は、90 年代から始められ、最近 10 年程の間に飛躍的な進歩を遂げたが、未だ、未解決な問題も多く発展途上である。

これまでの研究により、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、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 [40, 41] として SSA を記述する(ツイスト 3 機構)ものである。以下、これらについて説明する。

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。このような過程では、断面積 $\sigma^{ep \rightarrow ehX}$ はパートンの固有横運動量 k_{\perp} を含めた形として、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 $\hat{\sigma}^{\gamma^* a \rightarrow b}$ 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。

		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 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。

このようにして得られるツイスト 2 の TMD 分布関数を表 1 に示した。(例えば、[42] の 2 章参照) 一般に、クォークのスピンの、無偏極、縦偏極、横偏極に対応して分布関数は、 f 、 g 、 h で区別される。分布関数の下付き添字 “1” は、それらが $1/Q$ で抑制されない (ツイスト 2) 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。テーブル中、太字で書いた f_1 、 g_1 、 h_1 は、Collinear パarton 分布を $k_\perp \neq 0$ に一般化したものであり、前節に導入した Collinear パarton 分布関数と $q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp f_1^q(x, k_\perp)$ 、 $\Delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp g_1^q(x, k_\perp)$ 、 $\delta q(x) = \int d^2\vec{k}_\perp h_1^q(x, k_\perp)$ の関係がある。これら 3 個以外のものは、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している。

表中の f_{1T}^\perp は、横偏極核子中での無偏極クォークの横運動量分布の核子スピンの向きに関する非対称分布を表している。この関数は、発見者の名にちなんで Sivers 分布関数 [43] とよばれており、通常のパイオンの破砕関数と対をなすことで、SSA を記述することができる。しかしながら、このような関数がゲージ不変に、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ことが知られている [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。そのことは、Sivers 分布関数の「過程依存性」など大きな問題を引き起こし、近年活発に研究がおこなわれている。たとえば、半包括 DIS 過程と Drell-Yan 過程に対する Sivers 分布関数は互いに逆符号であることが知られており、このことを実験的に検証することは、TMD 因子化のテストとして極めて重要である。表中において Sivers 分布関数と同様な過程依存性を持つ他の “T-odd” 分布関数としては、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_1^\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との相関を表し、“Pretzelosity” 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 破砕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 を引き起こす終状態相互作用を記述する Collins 破砕関数 $H_1^\perp(z, k_\perp)$ である [46]。これは、横偏極したクォークから、パイオンなどの (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している関数である。これも “T-odd” の関数であるが、これまでの解析によると、 f_{1T}^\perp や h_1^\perp などの “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。

上で述べた、Sivers 分布関数 $f_{1T}^\perp(x, k_\perp)$ と Collins 破砕関数 $H_1^\perp(z, k_\perp)$ 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・破砕関数は、Collinear なパートン分布・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 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。

SSA と偏極破砕関数の測定

横偏極半包括 DIS 過程の微分断面積は、仮想光子と核子の運動量が Collinear な座標系において、レプトン平面とハドロン平面の間の方位角 ϕ_h とレプトン平面から測定した核子のスピンベクトルの方位角 ϕ_S への依存性により 5 個の異なる構造関数に分解される。各構造関数は、特定の TMD 分布・破砕関数のたたみ込みとして表されるためそれらに関する情報が得られる。Sivers 分布関数は非偏極破砕関数との対として $\sin(\phi_h - \phi_S)$ 成分に、Transversity 分布・Collins 破砕関数対が $\sin(\phi_h + \phi_S)$ 成分に、pretzelocity 分布・Collins 破砕関数対が $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分として現れる。他の 2 つの構造関数はツイスト 3 の寄与となる。

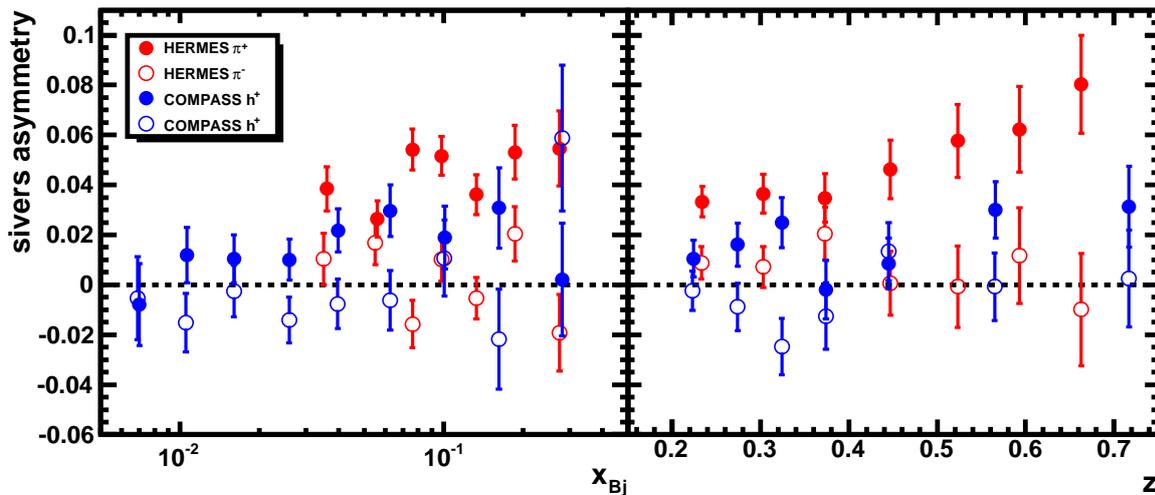


図 8: HERMES、COMPASS 実験で得られた Sivers 非対称度

横偏極陽子・重陽子標的を利用した、SSA 測定による TMD 研究が HERMES、COMPASS 実験で進められた。HERMES で得られた Sivers 非対称度が π^+ 中間子が正、 π^0 中間子が小さいながらも若干正の値を示しているのに対し、 π^- 中間子については測定誤差の範囲内で有意な非対称度が得られなかった。また、 K^+ 中間子が π^+ 中間子と同等かさらに大きな非対称度を示しており、陽子スピンの方向に対し、海クォークがより大きな相関をもって存在する可能性を示唆している [56] (図 8)。Collins 非対称度は π^+ 、 π^- 中間子がそれぞれ正、負の非対称度を示す一方、 π^0 中間子については有意な非対称度が得られなかった。また K^+ 中間子はどちらも π^+ と同程度の正の非対称度が得られた (図 9)。 K^- 中間子は有意な非対称度を示していない。特に負の大きな π^- 中間子の非対称度は、Collins 破砕過程

において、unfavored 破砕関数が favored と逆符号で大きな値を持つ可能性を示した [57]。COMPASS は粒子識別されていない正・負の電荷を持つハドロンについて、同様な測定結果を報告している [58]。COMPASS では横偏極重陽子標的による測定も行われたが、重陽子標的による測定ではどの中間子でも測定精度内では有意な Sivers・Collins 非対称度が得られていない。フレーバー間で非対称度が相殺されたものと推測されている。また、 $\sin(3\phi_h - \phi_S)$ 成分も大きな非対称を示しており、Pretzelosity がゼロでない事が明らかになってきた。

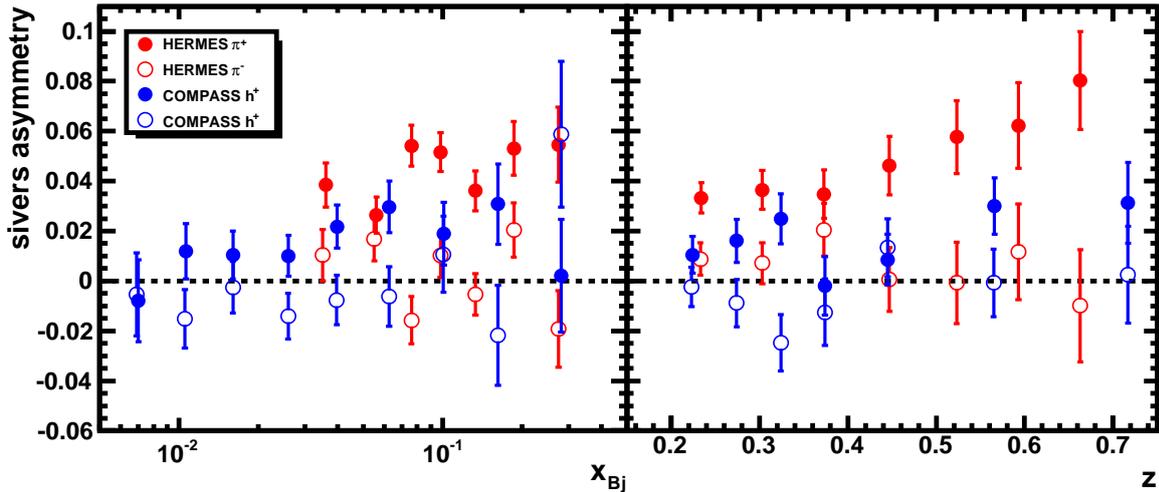


図 9: HERMES、COMPASS 実験で得られた Collins 非対称度

カイラル奇である Transversity 分布関数 $\delta q(x)$ は、他のカイラル奇の関数との対で、カイラル偶の測定可能量となる。カイラル奇の破砕関数は、クォークの始状態の横スピンを観測される終状態のハドロンに対する何らかの依存性に関連付ける。Collins 非対称度の他には、Interference 破砕関数 [61] との対によるハドロン対生成の方位角依存性が測定されている [72]。また、横偏極 Λ 粒子生成でのスピン非対称度も横偏極 Λ 粒子破砕関数との対により生じるが、この破砕関数はまだ測定されたことがない [59]。

分布関数・破砕関数対が現れる DIS 過程や pp 衝突でのハドロン生成過程とは異なり、 e^+e^- 消滅でのハドロン生成過程では破砕関数のみが現れる。ただし、カイラル奇破砕関数により生じるスピン依存性測定のためには、クォーク・反クォークから生じるハドロン対を同時に測定しなければならない。そのような測定は Collins 破砕関数に対しては Boer [62] により、Interference 破砕関数に対しては Artru, Boer ら [63, 64] により提案された。Collins 破砕関数は始状態のクォークのスピンと運動量の方角に対する、観測される終状態のハドロンの一様でない方位角の変調として記述される。変調は正弦変調として記述されるが、 e^+e^- 実験の場合は反対方向に生成された二つのハドロン、レプトン軸とクォーク軸で張られる生成平面（ほぼスラスト軸に等しい）に対する二つの角の和の余弦変調となる。荷電 中間子対に対する最初の結果として、Collins 破砕関数がゼロでない値を持つことが Belle 実験で示され [65]、後に、より大量の統計により高精度化され [66]、ごく最近、Babar 実験によっても確認が行われた [67]。Belle 実験の結果は、HERMES・COMPASS による Collins 非対称度 [68, 69] とともに、グローバル解析が行われ、最初の u -クォークと d -クォークの Transversity 分布が得られて

いる [70]。

もう一つのカイラル奇破砕関数である Interference 破砕関数も e^+e^- 消滅によりきれいに得ることができ、半包括 DIS 実験や pp 衝突実験で Transversity 分布を測定するために用いられる。終状態ハドロンの横運動量依存性を持つ Collins 破砕関数とは異なり、Interference 破砕関数は異なる電荷を持つ二つの終状態ハドロンの張られる平面の方位角方向に対して感度が高く、横運動量に対しては積分される。このため、Interference 破砕関数は QCD 発展が知られていて扱いやすい。Belle 実験は荷電パイ中間子対に対する Interference 破砕関数を測定し [71]、これと HERMES 実験の結果 [72] を合わせて同様に Transversity 分布が導出されており、その結果は Collins 破砕関数による結果と一致しているようである。

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、この領域では SSA はツイスト 3 物理量として現れるため、SSA は $\sim M_N/Q$ ($Q = p_T, \sqrt{s}$ など) のように振る舞う。ハドロンの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の破砕過程に現れる「ツイスト 3 破砕関数」[50, 51, 52] などである。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の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割合を表している。

上記 2 つの機構は、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コンシステントである。

TMD 因子化における Collins 破砕関数と同様に、ツイスト 3 機構においても、破砕過程における SSA を引き起こすクォーク・グルーオン相関がある。これは、「ツイスト 3 破砕関数」として表現され、カイラル奇であるため、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 破砕関数と Collins 破砕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 破砕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 破砕関数が等価な 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。

2.6.2.3 核子の 3 次元構造と軌道角運動量

一般化されたパートン分布 (GPD) 関数と J_i のスピン和則

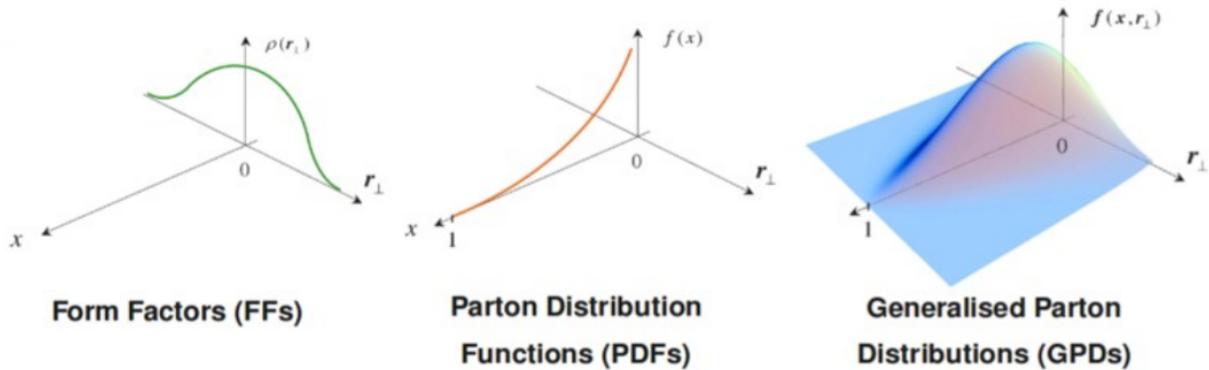


図 10: GPD 関数とパートン分布関数・形状因子

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、GPD 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。 J_i が論文 [73] において、GPD 関数の 2 次のモーメントが、クォークのスピンと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を表していることを示して以来、「核子スピンの謎」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。

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 ϕ 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 ϕ_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。

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 ρ 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 π^+ 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]。

核子スピンの分解

GPD 関数の物理に関係して最近大きな進展があったのが、「核子スピンの完全分解は可能か？」という問題である。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」の提出直後に出版された Jaffe

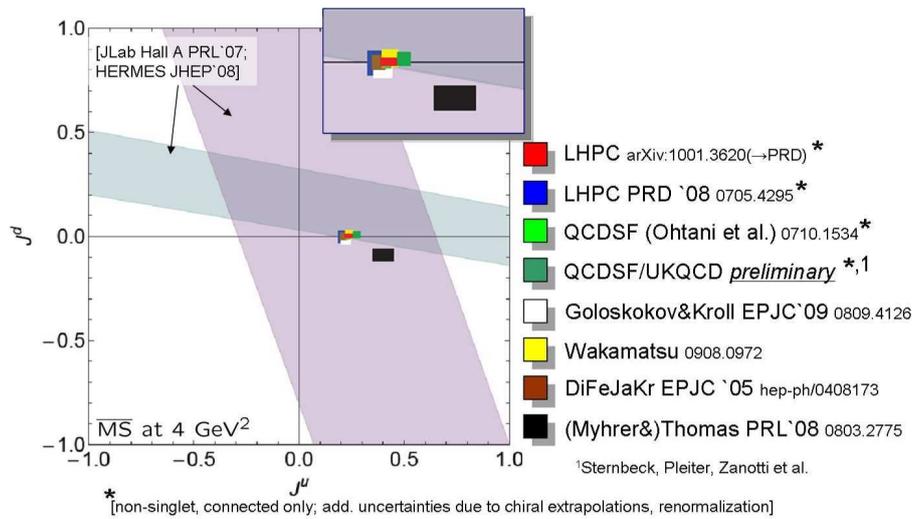


図 11: 核子内でのアップクォーク・ダウンクォーク全角運動量 [42]。

と Manohar の有名な論文における問題提起以来、ずっと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 つがあって、その優劣について長い間論争が続いて来た [82, 73]。Jaffe-Manohar の分解の短所は、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 の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。中でも次の事実、長い間この分野の研究者を困惑させてきた。すなわち、2 つの分解で、クォークの固有スピンの部分 $\frac{1}{2} \Delta\Sigma$ は共通なのであるが、クォークの軌道角運動量部分が異なるので、Jaffe-Manohar の分解のグルーオンの固有スピンの寄与 ΔG と軌道角運動量の寄与 \mathcal{L}^g を足したものは、Ji の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 (図 12 参照)。

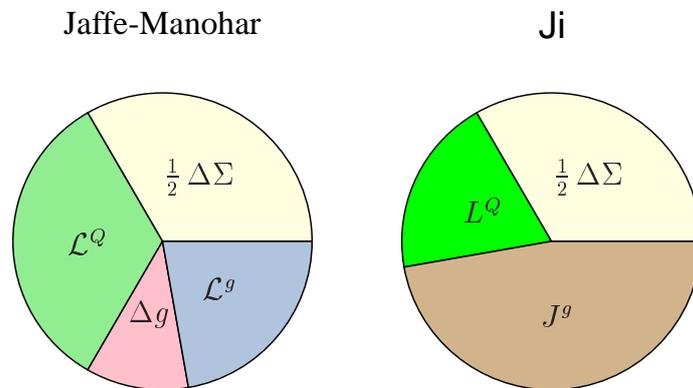


図 12: Jaffe-Manohar 分解と Ji 分解

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 J_1 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。したがって、残る問題は、実験に関するもので、GPD 関数とグルーオン偏極を如何に精度よく引き出せるか否かだけになった。複合粒子のスピン分解が、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。

2.6.2.4 非偏極測定

反クォーク分布のフレーバー非対称性

Drell-Yan 反応は、クォークと反クォークが対消滅して仮想光子となり、それがレプトン対に崩壊する過程である。非偏極の実験であっても、Drell-Yan 実験のような生成断面積の小さな反応に対しては、大強度ビームを必要とする。Fermilab-E866 実験は Tevatron 加速器から取り出された大強度陽子ビームを用い、Drell-Yan 反応によるミュオン対の測定を陽子標的と重陽子標的を用いて行い、反クォーク分布のフレーバー非対称性を高統計で得た。そこでは反アップクォークと反ダウンクォークの分布は著しく異なることが示された。Fermilab-E906/SeaQuest 実験が Tevatron 加速器より低いエネルギーの Main Injector 加速器から取り出される大強度陽子ビームを用いて開始される。陽子標的と重陽子標的を用いて反クォーク分布のフレーバー非対称性をより高い運動学的領域で高精度で測定する。また角分布測定により TMD 分布関数のひとつである Boer-Mulders 分布関数を得る。

小さい x 領域の構造関数

核子の DIS 過程において、小さなブジョルケン x の領域はマンデルスタム変数では $1 \ll s/|t|$ の超前方散乱の領域に対応する。そこでは構造関数が $x^{-\lambda(Q)}$ のような x の逆べきで急激に上昇することが HERA などの実験で観測されている [92]。そういった振る舞いの起源として、ハドロンのソフトな前方散乱の記述に用いられる Regge 理論に現れるソフト・ポメロンの寄与や、ハードなグルーオン交換に由来するハード・ポメロンの寄与などが議論されている。特に後者については BFKL (=Balitsky-Fadin-Kuraev-Lipatov) 方程式やその改良などを用いて、この領域で重要となる $\log(x)$ の冪で表わされる対数補正を摂動の全次数にわたって足し上げる試みがなされているが、HERA の運動学的領域では非対数補正も無視できないため [93]、現象論的にはあまり成功しているとは言えない。一方で偏極 DIS 過程などの偏極過程においては $(\alpha \ln^2 x)^n$ のタイプの二重対数補正が現れることが知られており、高エネルギー発展方程式による足し上げが議論されている [94, 95]。一方で現在観測されている小さ

な x 領域での構造関数の急激な上昇は、いずれは核子中のパートン（おもにグルーオン）密度が飽和することによって抑えられ、その結果ユニタリティが保たれると考えられている。そのような領域ではパートンは互いに重なり合い、個別のパートンによる非コヒーレントな散乱という従来のパートン描像は成立しなくなる。パートン飽和を実現するモデルとしてカラー二重極描像でのパートン飽和モデルやパートンの再結合効果を取り入れた非線形方程式である BK (=Balitsky-Kovchegov) 方程式、高密度 QCD を一般的に取り扱う有効理論であるカラー・グラス凝縮 (CGC) などが議論されている [96]。それらのモデルによると、 x と Q^2 の組み合わせとして表される（パートンの重なり度を表す） τ という量のみで DIS 過程の断面積が表される（幾何学的スケーリング: GS）ことが示され [97, 98]、実際に HERA 等の実験結果でよく成立している [99]。一方で、この GS は従来の DGLAP 方程式で適当な鞍点近似を取るによっても導かれ [100]、必ずしも GS がすでに HERA でパートン飽和が観測されている証拠とは言えない。最近のモデルによらない解析から [101]、小さな x 領域での構造関数が DGLAP 方程式のみでは精度よく記述できないことが示唆されており、どのようなダイナミクスが GS に効いているかは一般に運動学的領域によると考えられる。いずれにせよ、これらパートン飽和の物理を明らかにするには理論・実験の両方でより広範囲で精密なスタディが必要である。特にパートン飽和については F_2 構造関数より F_L 構造関数に表れやすいことがモデル計算により示唆されている [102]。また、小さな x 領域における構造関数の振る舞いはそれ自体興味深いだけでなく、構造関数のモーメントと実験データや格子 QCD の結果を比較する際などに重要となるものである。

小さい x 領域での構造関数と関連が深いものとして、ep 散乱における forward jet や pp 散乱における forward-central jet などの 2 ジェット生成過程や、大きな Rapidity ギャップを伴う Diffractive 過程などがある。前者は 2 つのジェットの相関などから BFKL 等の摂動的なダイナミクスの詳細を調べるのに適しており、これまでも HERA や Tevatron、LHC などで測定が行われてきた。後者はレッジ粒子の交換やカラー二重極モデルなど、小さい x 領域での構造関数の解析と共通の理論的枠組みが用いられる。包括過程である Diffractive DIS 過程で測定される構造関数は、核子構造に関して DIS 過程で測定される構造関数とは独立な情報を与える。これまでの HERA における Diffractive DIS 過程の測定結果は、陽子がポメロンを放出し、そのポメロンを構成するパートンが散乱されるというポメロン・パーテックス因子化の描像がよく成り立つことを示している [103]。エキスクルーシブな過程としては Diffractive 過程におけるベクトル中間子生成などにおいてカラー二重極モデルの応用などが議論されている [104]

このように、small- x の物理は摂動計算の足し上げ、Regge 理論に基づく非摂動的 QCD、摂動領域ではあるが CGC などの新しい理論的枠組みで記述されるパートン飽和などの豊富な物理を含んでいる。それらの物理の探索には、DIS 過程のみでなく Diffractive 過程やジェット生成過程などと組み合わせることが重要で、LHC、LHeC、EIC などにおける広い運動学的領域をカバーする実験により、摂動的 QCD と核子構造の新たな側面が理解できると期待される。

大きい x 領域の構造関数

DIS 過程による核子構造関数の研究は、摂動的 QCD の確立と核子構造の非摂動的側面の理解に寄与してきた。大きい x 領域の構造関数は主に JLab で研究されているが未だに十分大きい不変質量のデータは得られておらず、12 GeV 電子加速器完成後の主要研究課題の一つである。 $x = 1$ はレプトン・核子弾性散乱を意味し、この過程を記述する理論的指針として摂動的 QCD に基づく計数

則の描像がある。弾性散乱は、3つのクォーク間のハード・グルーオン交換により記述できると考えれば、構造関数およびクォーク分布関数の x 依存性は $q(x) \sim (1-x)^{2n-3}$ となる [105]。ここで、 n は価クォーク数である。JLab 実験の場合、例えば不変質量 $W^2 > 4$ (3) GeV^2 領域は $x < 0.6$ (0.7) に対応し、まだ非常に大きい x 領域まで到達していない。また、 d クォークの分布を決定するために中性子の構造関数が必要であるため重陽子標的を用いた実験を行う。重陽子実験から中性子の構造関数を取り出すには原子核補正を行う必要があり、短距離相互作用を含む重陽子構造の詳細が必要になる問題がある。この原子核補正の問題の研究とともに、構造関数における計数則の検証が進められている [106]。

破碎関数の測定

ジェット測定を除けば少なくともひとつの終状態ハドロンの観測を行う半包括 DIS 実験や pp 衝突実験は、非偏極な破碎関数の精密な知識を必要とする。他のいくつかの e^+e^- 実験もあるが、主な破碎関数の知識は 90-GeV スケールの LEP 実験から得られている [7]。比較的精度のよい中間 x 領域の非偏極分布関数の知識により、半包括 DIS 実験や pp 衝突実験のハロン生成断面積をグローバル解析に用いて最近、破碎関数の導出が行われた [23, 24]。しかしながら、重要な欠けている情報は、核子のスピン構造を得るための偏極測定に近いスケール、特に高いエネルギー比、 $z > \sim 0.7$ 付近での破碎関数の知識である。これらの領域は、大部分が高い z の粒子を選択する RHIC におけるグルーオンスピンの測定にとって特に重要である。 e^+e^- 実験からのグルーオン破碎関数は、大きな Q 領域を覆う必要がある DGLAP 発展方程式を通じた方法で得られる。 ~ 10 -GeV のスケールの Belle 実験はこれを与え、グルーオン破碎関数の不確定性を減少させる。 π 中間子、 K 中間子、陽子への破碎関数の測定は現在行われており、もうすぐ結果が得られる。さらに Belle 実験と Babar 実験はいくつかのチャームハロンへの破碎関数の測定を行っており [107]、それらはチャームハロンを用いた構造関数の測定に対してとても重要である。

形状因子の測定

核子の弾性電磁形状因子の研究は電子加速器のエネルギーの拡張と共に、より高い移行運動量領域での測定が行われ、核子中間子の描像からクォーク=グルーオンの自由度による記述へと幅広いスケールで核子構造の理解が試みられてきている。80~90年代頃には入射エネルギー 50GeV の SLAC 実験により陽子の弾性形状因子測定の Q^2 は 30GeV^2 に達し、摂動論的 QCD による記述に期待が高まった。一方加速器の輝度や偏極ビーム、偏極標的、recoil polarimeter 等の測定技術の向上により、ジェファソン研究所が立ち上がった 90年代から精密測定による再評価の側面も顕著になった。

精密測定により、SLAC の測定では見落としていた現象も見つかっている。陽子の電荷分布と磁化分布の比 G_E/G_M が Q^2 と共に 1 からずれていくという興味深い現象が高精度の反跳陽子偏極測定実験により明らかになった。この現象は従来 1 光子交換近似がよいとされてきた電子散乱事象に対し、高い Q^2 では必ずしもよい近似ではなくなる事を示唆した。現在 2 光子交換による記述が精力的に検証されている。

また中性子電磁形状因子の測定も精度の向上とともに、より高い Q^2 へ測定範囲も広がっている。そもそも広範囲の Q^2 を統一的に記述する手だてがない事と、さらに中性子と陽子の 4 つの電磁形状因

子を同時に矛盾なく記述するのは現状では非常に難しい。一方実験精度の向上と共に、こうした座標空間に於ける電荷分布といった従来の一次元の記述に留まらず、GPD 関数の枠組みで核子内クォークの運動量、座標、そしてスピン構造の相関を求め核子構造を 3 次元的に理解する新しい試みが始まっている。[108]

2.6.2.5 QCD 非摂動論

格子 QCD

核子の電荷分布等の情報を担う形状因子は、クォークの局所演算子を、異なる運動量を持つ核子状態ではさんだ非前方行列要素として定義される。一方、DIS などの過程において、核子の非摂動的側面を記述するパートン分布関数は、非局所演算子の前方行列要素として定義される。この両者の概念を包含し、より詳細な核子構造の情報を担う非局所演算子の非前方行列要素として定義される量が、GPD 関数である。

格子 QCD シミュレーションは、強い相互作用の非摂動的動力学を時空の離散化によって第一原理から計算する手法であり、これを用いて GPD 関数のモーメント (一般化形状因子) が計算できる。核子の形状因子より、荷電半径や異常磁気能率などが得られ、その前方極限值から、軸性結合定数 g_A やテンソル結合定数 g_T 、クォークのスピン $\Delta\Sigma$ といった諸量が算出される。また、2.6.2.3 節で述べた J_i のスピン和則と呼ばれる関係式により、GPD 関数の 2 次のモーメントからクォークが担う全角運動量が計算できるため、スピンの情報を勘案すれば、クォークの軌道角運動量の寄与も格子 QCD によって評価できる。

格子上でのクォークの定式化にはいくつか方法があり、計算量の違いやカイラル対称性との整合性、考慮する動的なクォークの数などに差がある。核子構造の計算には、国内外の異なる研究グループが、様々なクォークの定式化を用いて、シミュレーションが行われている [109]-[116]。

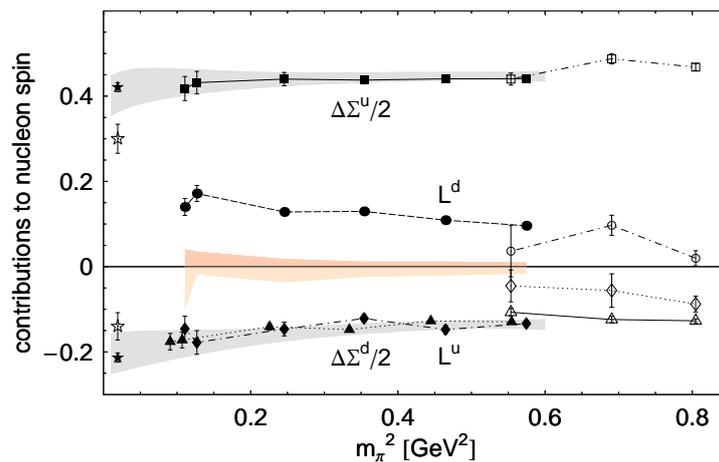


図 13: 核子におけるクォーク角運動量のパイ中間子質量依存性 [116]。スピンの寄与 $\Delta\Sigma$ および軌道角運動量 L を、フレーバー毎に表示。非結合ダイアグラムからの寄与が取り入れられていない点に注意が必要。

格子 QCD シミュレーションを用いた核子構造に関する研究として、クォークのエネルギー運動量テンソルと擬ベクトル流演算子の核子行列要素の計算が代表的な例として挙げられる。この結果に上述の J_i のスピン和則を適用することにより、クォーク角運動量の寄与を格子上のパイ中間子質量の関数として示したものが、図 13 である。現段階では、アイソスカラーチャンネルに対して非結合ダイアグラムからの寄与が取り入れられていないため、この寄与を考慮したときにフレーバー分解に対してどの程度の影響が生じるかについては、今後慎重に検討する必要がある。

近年の進展としては、場の境界値に複素位相などを乗じるといった境界条件に工夫をして、前方極限値の系統誤差を抑制する試みや [117]、運動量移行に対するフーリエ変換による、パートン分布の衝突径数依存性などの評価 [118]、格子上で非局所演算子を直接構成し、その行列要素を計算することで、TMD 分布を算出する試み [119] などがなされている。ただし、格子上における非局所演算子に定義に際しては、リンク変数の積分路の取り方などに問題があり、定量的な評価には至っていないのが現状である。また、確率的因子を利用した非結合ダイアグラムからの寄与の評価や、核子スピンの対するグルーオンからの寄与を評価する試みなどもなされつつある。これらの寄与の評価には、通常の GPD 関数のモーメントの計算と比べて、膨大な計算コストが必要となり、系統誤差を抑えた有意な値を得るには、さらなる計算手法の開発が望まれる。

GPD 関数のモーメントに関しては、擬スカラー中間子の質量が重い領域でしか格子計算がなされておらず、カイラル摂動論によるカイラル外挿の妥当性を注意深く検討する必要がある。また、連続極限をとる際の系統誤差や、有限体積効果を抑制するためにも、カイラル対称性との整合性の高いフェルミオンの定式化を用いた、現実的なパイ中間子質量を再現するような設定で、多数の格子点と十分な統計量を用いた大規模な計算が、GPD 関数の評価にあたって不可欠である。

このような観点からも、汎用京速計算機をはじめとするスーパーコンピュータの開発と効率的な運用が、長期的な視点を持って計画・実行されることが望まれる。

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からも強い関心を寄せるようになった。

ソフトパートを調べるのに有効模型に頼らざるを得ない理由は、我々が、QCD を非摂動論的に扱える解析的手法を知らないからである。現在、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り、分布関数自体（つまりその x_{Bj} 依存性）は計算不可能なのである。モーメントは分布関数の重要な情報の一つではあるが、この x 依存性にこそ非常に豊富な物理が含まれている。その x 依存性について興味深い予言ができることが、有効模型の格子ゲージ理論に対する大きな優位性と言える。さらに、現段階の格子ゲージ理論には、現実的なパイ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等、まだまだ問題も多い。また、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い。

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。

AdS/CFT からのアプローチ

1998 年に Maldacena によって提唱された AdS/CFT 対応は、AdS (アンチドジッター) 空間における超弦理論と共形なゲージ理論との間の双対性 (等価性) に関するものである [129]。これは共形対称性を持つゲージ理論の低エネルギー (非摂動論) 領域の様々な物理量が弦理論、重力理論を用いて古典論的に計算できるという画期的な提案であり、現在の素粒子論における大きな流れの一つとなった。近年では QCD のように閉じ込めを持つ理論への拡張も議論され、強く結合したクォークグルーオンプラズマなどの現象論への応用も積極的になされている。核子構造、高エネルギーハドロン衝突に関しても、分布関数のように本質的に非摂動的な量や散乱振幅の計算に AdS/CFT が新たな知見を与えることが期待できる [130, 131, 132]。実際これまでに、DIS 過程、電子陽電子消滅 ($e+e-$ annihilation) 過程、DVCS 過程、陽子衝突、原子核衝突等さまざまな過程が AdS/CFT を用いて解析されており、予言を含むいくつかの結果 (ポメロン、オデロンなどのレッジ粒子や、陽子スピンの分解など) は実験の観点からも大変興味深い。今後の課題は定性的から定量的に移行することである。このためには AdS 空間を変形した (閉じ込め、カイラル対称性の破れの効果や現実的なフレーバーの導入など) より QCD に近い弦理論から出発し、超重力近似を超えた計算を行うことが必要である。DIS 過程に関してはいくつかの仕事で実験との比較がなされているが、まだ改良の余地が大きい。構造関数、破碎関数、陽子スピンの分解、GPD 関数など将来計画に沿った物理量への応用が望まれる。

2.6.3 将来の目標

2.6.3.1 目標

横偏極現象の解明

横偏極現象の解明は、今後 5 年から 10 年間の核子構造研究分野の中心課題である。pp 衝突における前方の粒子生成に対する大きな SSA は Sivers 効果、Collins 効果、高次ツイスト効果等による説明がなされているが、これらの効果の寄与を分離して理解する必要がある。

Sivers 効果を表す Sivers 分布関数は HERMES 実験や COMPASS 実験の半包括 DIS 過程による測定結果がある。ここで、Sivers 効果と Transversity 分布関数と Collins 破碎関数に起因する Collins 効果は、異なる方位角分布を持つことにより区別される。どちらの実験においても、パートンの核子に対する運動量比で $0.005 < x < 0.3$ の範囲で 1% 以下の精度のレベルの値が複数点で測定されている。そしてその測定値を基にした QCD グローバル解析がいくつかの理論グループにより行われ、Sivers 分布関数が得られている。

Drell-Yan 過程は核子中のパートン分布を調べるために理想的な過程のひとつである。この過程はクォークと反クォークが対消滅して、そこからレプトン対が生成するという簡単な理解が可能な過程である。半包括 DIS 過程や pp 衝突でのハドロン生成過程は、比較的悪い精度でしか知られていないハドロンへの破碎過程に起因する不確定性の影響を受けるが、Drell-Yan 過程はそのような終状態での不確定性を避けることができる。偏極陽子ビームを用いた Drell-Yan 過程の測定は、核子の偏極パートン分布のユニークな情報を得るために非常に重要である。しかし、高精度での Drell-Yan 過程の測定は反応断面積が比較的小さいため、実験としては困難だがやりがいのある測定となる。

Sivers 分布関数のひとつの重要な性質は、Sivers 分布関数の持つ「非普遍性」である。半包括 DIS 過程で測定される Sivers 分布関数と Drell-Yan 過程で測定される Sivers 分布関数は異なる符号を持つことが理論的に示されている。この「非普遍性」はゲージ普遍性に基づく QCD の原理的な要請であり、この関係を実験的に示すことは、ハドロン物理分野の重要なマイルストーンのひとつである。このため、Drell-Yan 過程における Sivers 分布関数を測定し、半包括 DIS 過程での測定と比較し、この「非普遍性」を検証することは、ハドロン物理における世界的な優先課題のひとつである。

Drell-Yan 過程において、Sivers 分布関数は SSA の測定により行われる。半包括 DIS 過程の場合に Sivers 効果と Collins 効果を区別したのと同様に、Drell-Yan 過程においては、Sivers 分布関数に起因する効果と Transversity 分布関数と Boer-Mulders 分布関数に起因する効果を、異なる方位角分布を用いて区別する。また、非偏極の pp 衝突における Drell-Yan 過程の方位角分布からは Boer-Mulders 分布関数の測定が行われる。

experiment	particles	energy	x_1 or x_2	luminosity
COMPASS	$\pi^\pm + p \uparrow$	160 GeV $\sqrt{s} = 17.4$ GeV	$x_2 = 0.2 - 0.3$	$2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PAX	$p \uparrow + \bar{p}$	collider $\sqrt{s} = 14$ GeV	$x_1 = 0.1 - 0.9$	$2 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PANDA (low mass)	$\bar{p} + p \uparrow$	15 GeV $\sqrt{s} = 5.5$ GeV	$x_2 = 0.2 - 0.4$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
NICA	$p \uparrow + p$	collider $\sqrt{s} = 20$ GeV	$x_1 = 0.1 - 0.8$	$10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
PHENIX/STAR /AnDY	$p \uparrow + \bar{p}$	collider $\sqrt{s} = 500$ GeV	$x_1 = 0.05 - 0.5$	$2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
SeaQuest Polarized Beam	$p \uparrow + p$	120 GeV $\sqrt{s} = 15$ GeV	$x_1 = 0.3 - 0.9$	$2 \times 10^{36} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
RHIC Internal Target	$p \uparrow + p$	250 GeV $\sqrt{s} = 22$ GeV	$x_1 = 0.2 - 0.6$	$3 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
J-PARC	$p \uparrow + p$	50 GeV $\sqrt{s} = 10$ GeV	$x_1 = 0.5 - 0.9$	$10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

表 2: Comparison with other experiments.

これらの偏極（または非偏極）での Drell-Yan 過程の高精度での測定を目指して、世界中で多くの計画や準備中の実験がある。これらの実験の比較を表 2 に示す。

上述した TMD 因子化に基づく横編極現象の解析は、 $e^+e^- \rightarrow h_1 h_2 X$ 、Drell-Yan 過程、半包括 DIS 過程などに有効である。これら過程に対する実験データの精密化に伴い、TMD 分布関数のスケール依存性や高次補正を取り入れた解析が必要となるが、それらの定式化や公式の導出は今後の理論の課題として残されている。また、 $p_T \ll Q$ の領域で有効な TMD 因子化による SSA に対する解析公式は、 p_T のより大きな領域で、Collinear 因子化でのツイスト 3 機構に基づく公式に接続するはずである。このためには、 p_T の全領域で有効な理論公式を導出する必要がある。

他方、

pp 衝突におけるハドロン生成過程 ($pp \rightarrow hX$, $pp \rightarrow \text{jet } X$, $pp \rightarrow h_1 h_2 X$, $pp \rightarrow \text{jet}_1 \text{jet}_2 X$ など) に対しては、TMD 因子化が成立しないことが知られている。このような過程に対する SSA の QCD に基づいた解析は、 p_T の大きな領域でツイスト 3 機構を基に行う必要がある。Fermilab や RHIC で観測された $pp \rightarrow hX$ に対する大きな SSA には、

「クォークグルーオン相関関数」、「3 グルーオン相関関数」、「ツイスト 3 破砕関数」の寄与があるが、それらの分離には、Drell-Yan 過程や EIC 実験における半包括 DIS 過程の方位角非対称の測定が必要となる。これらの過程は、 p_T の大きな領域で SSA の発現機構を明らかにし、パートンの量子的多体相関を露わにすることになり、パートンの横運動量分布と相補的な核子構造に対する知見を与える。

核子の 3 次元構造と軌道角運動量

核子の 3 次元構造の解明は、今後 20 年以内、2030 年頃までの核子構造研究分野の中心課題となる。核子構造は「互いに独立なパートンからなる核子」という理解では全く理解することができない多様な現象を示す。このような理解を超えた「核子内部のパートンの量子多体相関」の理解をしなければ、核子スピンへの軌道角運動量の寄与を知ることもできない。このためには、核子の構造を 3 次元で精密に記述することが必要であり、今後 20 年以内の中心課題として、この方法の確立を行う。

核子構造を 3 次元で記述するために、既存のパートン分布関数による記述を拡張し、一般化したものが GPD 関数であり、これは形状因子とパートン分布関数を包含した概念である。GPD 関数は普遍性を持ち、QCD で厳密に取り扱うことができる。そして J_i の和則により核子スピンへの軌道角運動量の寄与を曖昧さなく導くことができる。GPD 関数は DVCS 過程と HEMP 過程により測定が行われる。HERA (H1/ZEUS/HERMES) や JLab (CLAS/Hall-A) では既に先駆的な GPD 関数の測定実験が行われているが、将来のレプトン-核子散乱実験では GPD 関数の精密測定を行い、核子構造の 3 次元的記述を確立する。

2015 年以降、CERN/COMPASS 実験や 12GeV へアップグレードした JLab において固定標的による DVCS/HEMP 実験が行われる。固定標的実験は衝突エネルギーは低いため運動学的領域は限られるが、高い輝度による測定を行うことができる。2020 年以降は EIC (および LHeC) において衝突型加速器による実験が計画されている。ここでは HERA での衝突型の実験に匹敵する運動学的領域を 100 倍程度の輝度で測定することができる。図 14 に固定標的実験と HERA および EIC の運動学的領域の比較を示す。EIC 実験では HERA では行うことができなかった、偏極陽子および原子核とのレプトン散乱実験を行うことができる。

パートン分布関数測定の精密化

核子スピンに対するグルーオンスピンの寄与 ($\Delta G(x)$)、クォーク・反クォークスピンの寄与 ($\Delta q(x) \cdot \Delta \bar{q}(x)$)、フレーバー依存性のより精密な測定は、今後も継続的な課題として行なわれる。 $\Delta G(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 、 $\Delta \bar{q}(x)$ は互いに QCD の発展方程式によって結びついているので、このうちのひとつの精度の向上は、それ以外の分布の精度の向上にも寄与する。

COMPASS 実験や JLab-12GeV における偏極 DIS 実験からは、より広い x 領域で、より精密な g_1 構造関数の測定が行なわれ、クォーク・反クォークスピンの核子スピンに対する寄与の測定精度が向上する。JLab-12GeV では、Hall-C や CLAS12 実験から x の上限 0.8-0.9 までの g_1^p 、 g_1^n の測定が行

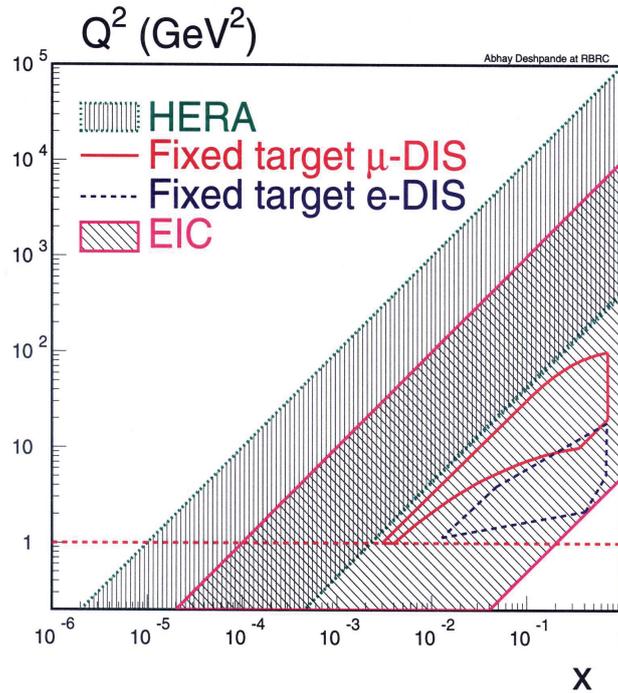


図 14: 固定標的実験と HERA および EIC の運動学的領域の比較。

なわれる。また、偏極半包括 DIS 実験からは、クォーク・反クォークの核子スピンの寄与のフレーバー依存性がより精密に測定される。

RHIC 実験においては、より多くの粒子生成過程（ジェット、ハドロン、光子、レプトン）を用い、広い x 領域での核子スピンの寄与の測定が系統的に行われる。より広い x 領域をカバーするためには異なる衝突エネルギーでの実験と、検出器の Rapidity 領域を広げる、特に前方に広げることが行なわれる。また、2 粒子生成の相関の測定により、 x の決定精度を向上させることも今後進められる。RHIC 実験ではまた、W ボソン生成過程による核子スピンの寄与のフレーバー依存性の測定が行なわれる。

非偏極の反クォーク分布のフレーバー非対称性 ($\bar{d}-\bar{u}$) の測定は、SeaQuest 実験において、Drell-Yan 過程を用いて行なわれる。この実験では、以前行なわれた Tevatron 加速器から取り出された 800GeV の陽子ビームを用いた実験で得られた結果よりも大きい x 領域を、Main Injector 加速器から取り出された 120GeV の陽子ビームを用いることにより測定する。将来計画として偏極標的または偏極ビームを用いることにより、反クォークの偏極分布のフレーバー非対称性 ($\Delta\bar{d}-\Delta\bar{u}$) が考えられている。

さらに将来として、EIC 実験では偏極 DIS 実験で x の下限として 10^{-4} に達する範囲で $\Delta G(x)$ 、 $\Delta q(x)$ 、 $\Delta\bar{q}(x)$ の精密測定が行なわれる。これにより、 $\Delta G(x)$ 分布は図 15 のように大幅な精度向上が望まれる。

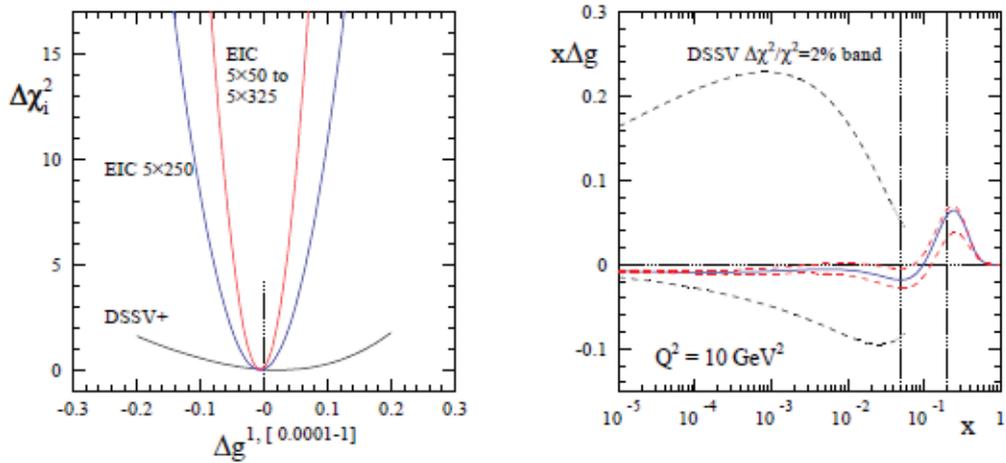


図 15: EIC で得られる $\Delta G(x)$ の精度。

その他の目標、より将来の目標

横偏極現象の解明に、Sivers 分布関数や Boer-Mulders 分布関数に加えて重要な測定は Collins 効果を表す Transversity 分布関数や Collins 破砕関数の測定である。Transversity 分布関数は Drell-Yan 過程では上述の SSA 測定において Boer-Mulders 分布関数との組み合わせで測定されるのに加え、二重横スピン非対称度 (A_{TT}) 測定での Transversity 分布関数同士の積という形でも測定される。Transversity 分布関数はまた、Interference 破砕関数と組み合わせで測定する方法もある。Collins 破砕関数や Interference 破砕関数は Belle 実験における $e+e$ 衝突データから測定される。

2.6.3.2 実験計画

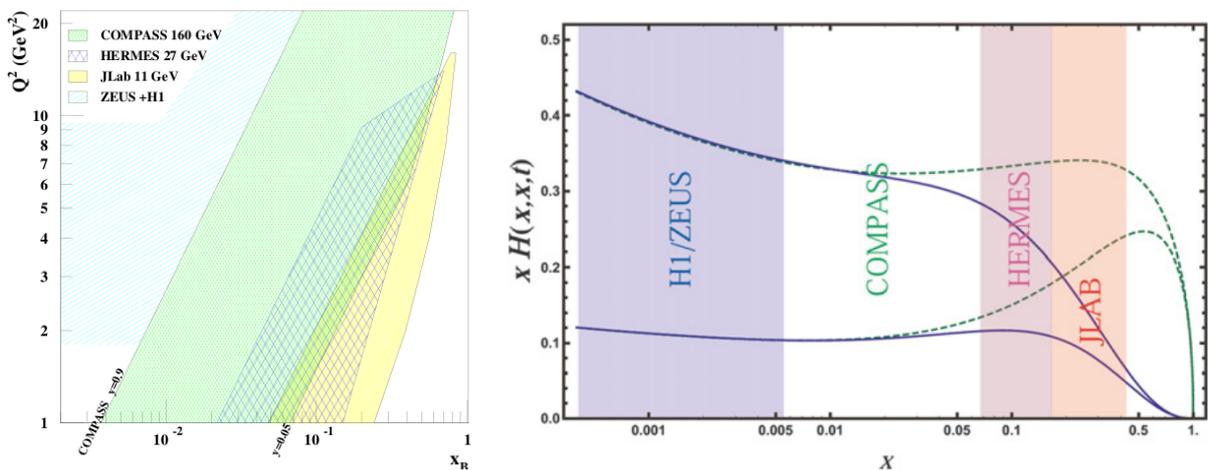


図 16: DVCS 実験での運動学的測定領域

CERN/COMPASS

偏極 Drell-Yan 実験、GPD 関数測定を含めた新たなプロポーザルが 2010 年に CERN で承認された。

COMPASSII の偏極 Drell-Yan プログラムでは、2014 年に 190GeV/c の μ^- 粒子ビームと偏極固体陽子標的を用いて $x_{Bj} > 0.1$ における横スピン非対称度を測定し、Sivers 分布関数、Boer-Mulders 分布関数や Transversity 分布関数などを抽出する。また、T-odd である Sivers 分布関数や Boer-Mulders 分布関数が半包括 DIS 過程から求められたものと符号が反転することを実験的に検証する。

COMPASSII の GPD プログラムでは、2015、2016 年に 160GeV/c の互いに偏極方向が反対の偏極 μ^+ と μ^- 粒子と液体水素標的を用いて DVCS 過程を通して GPD 関数の H を抽出する。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測定することができる。

RHIC

RHIC での pp 衝突における当面の最優先事項は $\sqrt{s} = 500$ GeV での W ボソンのパリティの破れた非対称度測定によるフレーバーを選択したクォーク、反クォークの偏極の測定である。2009 年に最初の測定が行われ、2011 年より本格的なデータ収集が開始された。PHENIX 実験では 2011 年より W ボソンの崩壊による前方のミュオンを捕らえるトリガーシステムが運用を開始し、STAR 実験でも 2012 年より前方の電子、陽電子の電荷を区別するための GEM 検出器の設置が始まる。これにより前方と中央 Rapidity 双方での W ボソン測定が行われる。

グルーオン偏極の測定としては、低い x 、高い x の領域に測定範囲を広げる。低い x 領域ではグルーオン密度が高いため、この領域でのグルーオンの偏極は小さい値であっても重要な測定である。また、高次ツイストの効果が大きければ大きな偏極を持っている可能性もある。低い x での測定はより高いエネルギーである $\sqrt{s} = 500$ GeV での π 中間子やジェットの前対称度の測定によっても行われるが、より前方での測定によっても達成される。これらの測定は、測定される非対称度が 0.01% 程度と小さい値が予想されるため、すべての系統的誤差をそのレベルでコントロールすることが要求される。一方、高い x 領域での測定は低いエネルギー、例えば $\sqrt{s} = 62$ GeV での測定により行われる。 x 領域の拡張も重要だが、異なる終状態での非対称度の測定も同様に重要である。これは例えば、終状態として π 中間子、 η 中間子、荷電ハドロン、重いフレーバーを持つ中間子やジェットでの測定を指す。これらの測定は、生成断面積が比較的小さい場合は統計精度が上がらないが、異なる系統誤差を持つため比較測定を行うことが重要である。さらに生成過程として最も単純なものとして、光子の直接生成過程や重いフレーバーの生成過程に対する非対称度の測定を目指す。

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 p_T 依存性を明らかにすることである。高い p_T での非対称度はツイスト 3 の効果を表すことが期待される。重いクォークの生成はグルーオン融合過程に起因するため、この非対称度の測定は核子中のグルーオンの寄与に対する感度が高い。従って J/ψ 粒子やチャーム中間子の崩壊レプトンに対する非対称度の測定は、グルーオンに対する Sivers 分布関数を測定するユニークな方法である。さらに前述の Interference 破砕関数を用いた Transversity 分布関数の測定も重要な課題である。

2016 年頃までの期間の最優先課題は $\sqrt{s} = 500$ GeV の縦偏極ビームを用いた W ボソン測定によるクォーク・反クォークスピンの核子スピンに対する寄与のフレーバー依存性測定である。この間、重

イオン物理 ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) に対する参照データとして $\sqrt{s} = 200$ GeV の衝突も行われる。この $\sqrt{s} = 200$ GeV の衝突は横偏極にすることにより Drell-Yan 過程の SSA 測定に対する先駆的研究を行うことができる。RHIC 加速器としては 2014 年頃に電子レンズの設置が予定されており、p+p 衝突に対し最大 2 倍の luminosity 増加が見込まれている。

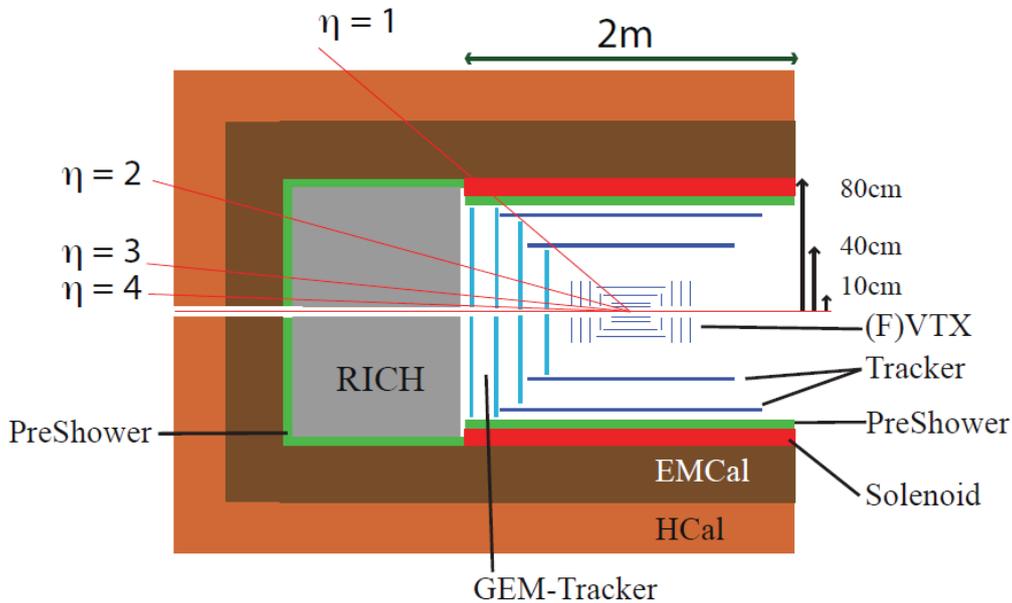


図 17: PHENIX 実験の検出器高度化の計画 (sPHENIX 計画)。

2017 年以降の物理に向けて、現在 PHENIX 実験では検出器の高度化の計画 (sPHENIX 計画) が行われている。この計画では PHENIX 検出器の中央領域と片方の前方領域は、図 17 に示すように、コンパクトな電磁およびハドロンカロリメータを備えた Hermetic な検出器に置き換えられる。

偏極核子構造研究としての重点は前方検出器の高度化にある。より前方をよりフレキシブルな検出器で置き換えることにより、より低い x 領域をより多くの物理過程を用いて探索することが可能となる。 x 領域の拡大とともに、2 粒子相関などを用いて終状態を押さえ、 x 領域を特定することも重要である。物理トピックとして最も重要なのは Drell-Yan 過程の横偏極非対称性の測定であり、Sivers 分布関数および TMD 因子化のフレームワークの検証が行われる。これに加え、横偏極ビームによる低い x 領域での Collins 効果、Transversity 分布関数の測定、縦偏極ビームによる低い x 領域の偏極分布関数の測定が行われる。

RHIC 加速器では新たなイオン源である EBIS からの偏極ヘリウム 3 ビームや、磁場強度を上げて $\sqrt{s} = 650$ GeV での衝突の可能性も議論されている。sPHENIX 検出器で偏極ヘリウム 3 ビームを用いた Drell-Yan 過程や他の過程を測定することにより、中性子の偏極構造を知り、核子の偏極およびフレーバー構造に対して大きな進展が得られる。

さらに将来、eRHIC 加速器が実現した際には、sPHENIX 検出器は偏極 e+p 衝突や e+A 衝突を考慮した高度化を加え、ePHENIX 検出器として、初期の eRHIC 計画の物理を達成するために用いられることが検討されている。

Fermilab-E906/SeaQuest 実験

Main Injector からの 120 GeV 陽子ビームを用いた Drell-Yan 実験が実施・計画されている。現在の理論的フレームワーク (TMD 因子化) を検証する手法として Drell-Yan 反応は重要性が近年高まっており、その初手として行なわれる実験が Fermilab の E906/SeaQuest 実験である。

SeaQuest 実験はビーム、標的ともに非偏極の実験である。2011 年 11 月からビーム実験を開始し、1 年弱の加速器シャットダウンを挟んで 2013 年の末までデータを収集する。第一の実験目的は反クォーク分布量のフレーバー非対称性 \bar{d}/\bar{u} を高 x_{Bj} 領域で測定する事である。同等の測定を行なえる実験は存在せず、本実験の遂行は核子構造の解明に欠かせない。更に同一のデータから Boer-Mulders 分布関数を導出する事が可能である。Drell-Yan 過程は特に反クォークの Boer-Mulders 関数に対して感度が良く、半包括 DIS 過程の測定結果と合わせてフレーバー依存性を検証可能にする。又、原子核標的でのデータも測定して EMC 効果、エネルギー減衰の測定も行なう。

SeaQuest 実験が完了した後は偏極 Drell-Yan 実験を推進する。検出器とビームは既存のまま、偏極標的を開発・導入して偏極実験を実施し、比較的短期で偏極実験データを収集する。ビームを偏極させる手法も検討されている。同時に、SeaQuest 実験での知見は BNL (RHIC) や J-PARC での次期実験にも重要である。次期実験はスペクトロメータの設計方針や一部検出器を SeaQuest 実験から引き継ぐ予定であり、SeaQuest 実験の測定結果 (検出器の性能、シグナルやバックグラウンドの空間分布、等) は検討材料として次期実験の早期開始に貢献する。次期実験により異なるビームエネルギーや偏極状態での測定データ (Boer-Mulders 分布関数、Sivers 分布関数、Transversity 分布関数) を得る。

Belle

日本の理研、RBRC、東工大グループおよび、イリノイ大、インディアナ大のグループは Belle 実験データからのスピン依存および非偏極の破砕関数の導出を続けると同時に、より高いルミノシティを要求する終状態を得るための Belle2 実験の準備に参加している。次は、 π 中間子、 K 中間子、陽子への非偏極破砕関数の結果がもうすぐ得られる。その結果得られる粒子誤識別の知識により、少なくともひとつの K 中間子を終状態に含む Collins 破砕関数や Interference 破砕関数を求めることができるようになる。これらのチャンネルはすでに HERMES 実験により測定が行われており、COMPASS 実験では解析中である。さらに JLab-12GeV や EIC でも計画されており、クォークの Transversity 分布に対するストレージネスを含む完全なフレーバー分解のグローバル解析が可能となる。さらに得られる他のチャンネルとしては、中性ハドロン (中性 π 中間子、 η 中間子) に関する Collins 破砕関数、Interference 破砕関数、非偏極破砕関数が導出される。これらは現在のところ、 x や z が大きい前方 Rapidity での中性ハドロン崩壊が好まれているチャンネルであり、ゼロでない SSA が測定されている RHIC スピン実験にとって特に関心が高い。ベクトル中間子 (ρ , K^* , ϕ) の Collins 非偏極度も研究が行われており、横偏極した Λ 粒子への破砕関数の測定も可能性がある。全ての TMD 分布関数および破砕関数に対してさらなる興味を持たれているのは、非偏極破砕関数および Collins 破砕関数の横運動量依存性である。Sivers 分布関数や Collins 破砕関数のグローバル解析では、今までのところ依然 Gaussian が関数形として仮定されている。これが正しいのか、またさらなる z 依存性があるのかを調べることにより、今のところわかっていない関数の導出に対する不確定性が著しく減少される。 e^+e^- 実験のきれいな始状態により、ほぼスラスト軸に対応するクォーク・反クォーク軸に対する横運動量依存性を得ることが可能である。全く異なるトピックとして、RHIC の重イオン衝突で見られた

のと同様の QCD の局所的なパリティの破れの研究が e^+e^- 実験においても進んでいる。これらの多くの研究に対して、 $\Upsilon(4S)$ および $\Upsilon(5S)$ 共鳴付近ではほぼ 1-ab^{-1} を蓄積すれば十分であり、これらの解析の進展は主にはマンパワーと、必要性の増す完全な検出器のシミュレーションを用いたバックグラウンドの理解により制限される。いくつかの参加グループは Belle2 実験にも参加しており、もしより統計量が必要であれば、そこでそのような統計が得られる。

Jlab-12GeV

90年代半ばにスタートした実験はすでに140を越え、核子や原子核の構造、反応の理解に貢献してきた。JLabでは更なる詳細研究のため、現行のビームエネルギー6GeVから12GeVへのアップグレード計画が進行中である。すでに新しい実験 Hall-D の建設が始まっており、6GeV ビームによる実験も12年には完了予定である。その後3年のシャットダウン期間を受け、2つのリニアックセクションにそれぞれ5基の加速管を追加、アークセクションに5番目のパスを設置する。また3つの実験 Hall-A,B,C の検出器群にも、それぞれ12GeVに適したデザインへのアップグレードが行われる。2013年からコミッショニングを始め、15年に実験が再開される予定である。

12GeV アップグレード後の核子構造実験プログラムとしては大きく分けて以下の3つのテーマが軸になると考えられる。1) 形状因子、2) 高 x_{Bj} 価クォーク構造、3) ハードな排他的散乱過程。ここでは核子の3次元描像を測定する3)のDVCS過程について述べる。

DVCS 実験では競合するBH過程からのバックグラウンドを差し引く必要があるが、12GeVのアップグレードによりBH振幅とDVCS振幅はほぼ同程度となり、6GeVの場合と比べてDVCS過程に対する感度が増す傾向になる。HERMESやCOMPASSに比べて入射レプトンビームのエネルギーとしては低い、一方で圧倒的に高い輝度を持つ事で、その運動学には特徴を持つ。

EIC

EICは電子と原子核、そして偏極電子と偏極核子の衝突実験を行う新たな計画である。この計画の実現により、ハドロン物理、核子構造および原子核構造の研究は大きく進展する。原子核中のクォーク、グルーオンの分布の精密な測定では、特にパートン密度が高くなる領域において、新たな性質を示すグルーオン物質が形成されることが予想されている。また、偏極電子・核子の衝突では、現在では調べることができない領域の核子のHelicity(縦方向の)分布や、横方向の分布を含む核子の3次元構造を調べることができるEICにおける物理を箇条書きにして下にまとめる。

- 核子のスピン、フレーバー構造
 - DIS過程のスケールリング則の破れを用いた ΔG の測定
 - 半包括DIS過程による $\Delta q(x)$ 、 $\Delta \bar{q}(x)$ のフレーバー依存性の測定
 - 電弱構造関数の測定
- 核子(および原子核)の3次元構造
 - 半包括DIS過程によるTMD分布関数の測定
 - DVCS過程、HEMP過程(J/ψ 、 ρ 、 ϕ 等)によるGPD関数の測定

- QCD 物質
 - F_2 、 F_L 測定、dihadron/dijet 相関、Diffractive ベクトル中間子生成 (J/ψ 等) による高密度グルーオン物質、saturation の研究
 - エネルギー減衰、破砕関数による cold nuclear matter (CNM) の研究
- 電弱物理、標準模型を超えた物理
 - 電弱構造関数の測定
 - weak mixing angle の測定
 - $e - \tau$ conversion

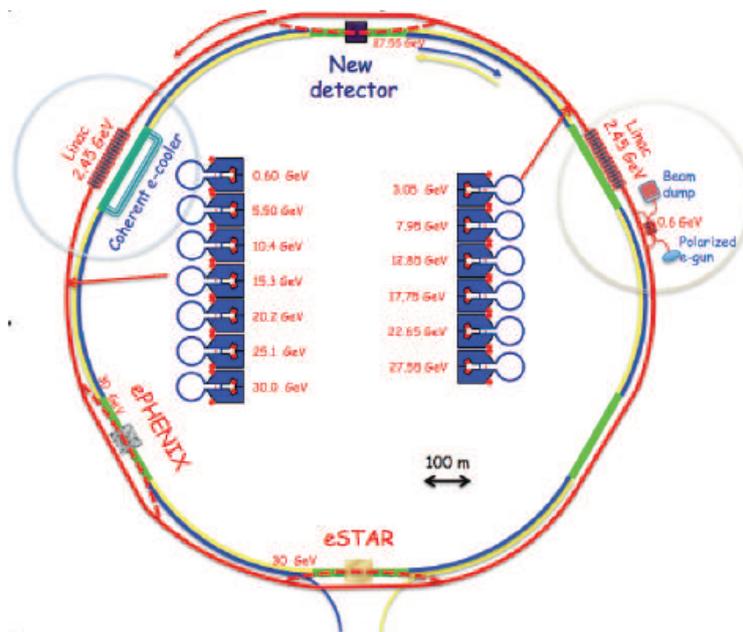


図 18: eRHIC の見取り図。

EIC はブルックヘブン国立研究所 (BNL) における eRHIC と JLab における MEIC から計画の選択が今後行なわれる。eRHIC は BNL の RHIC 加速器を基にした EIC (Electron-Ion Collider) の計画である (図 18)。この現存する重イオン (100 GeV/u) および偏極陽子 (250 GeV) の加速器に 5-30 GeV の偏極電子加速器を加え、衝突型加速器を建設する。電子加速器は multi-pass のエネルギー回復型線形加速器 (ERL) であり、衝突型加速器としての luminosity は $10^{33} - 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ に達する。ERL は最初のステージとして 2 体の線形加速器による 5 GeV のものを建設し、加速キャビティを順に加えていき、最終的に 30 GeV を達成する。

J-PARC

J-PARC は、最大エネルギーが 50 GeV 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。その 1 つは SeaQuest と同様の Drell-Yan 実験 (J-PARC P04) であ

り、さらに高い x 領域 ($0.25 < x < 0.6$) の探査が期待できる。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。J-PARC 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。偏極陽子 (ビームおよびターゲット) の利用も J-PARC における重要なテーマである。RHIC などでの Drell-Yan 実験と同様に、SSA を通した Sivers 分布関数の測定、 A_{LL} を通した helicity 分布の測定、 A_{TT} を通した Transversity 分布関数の測定があげられる。RHIC よりも高い x 領域での測定が可能であり、RHIC での Drell-Yan 測定と相補的な情報が得られる。

重陽子などのスピン 1 粒子には、スピン $1/2$ の核子とは異なるテンソル偏極分布関数が存在する。この分布は構成粒子が S 状態であれば存在しないため、ハドロンの動力学性質を特徴づける物理量であり、またクォークの自由度によるテンソル構造の記述を目指す上でも重要である。テンソル構造関数 b_1 の実験は 2005 年 HERMES によって行われ、その結果の解析によれば予期しなかった有限な反クォークテンソル偏極が示唆されている。この反クォーク分布は J-PARC において偏極重陽子標的を用いた Drell-Yan 実験で特定することが可能である。他方、JLab において b_1 の実験が検討されており、2011 年の JLab-PAC-37 で letter of intent が好評価を得たため現在実際の実験提案を準備中であり、これから研究が盛んになることが予想される。

J-PARC の特徴を活かした測定としては、ニュートリノ弾性散乱を利用した Δs の測定が挙げられる。この測定は、 $Q^2 \rightarrow 0$ における Axial form factor が Δs と結びついていることを利用したもので、いかに低い Q^2 (weak force では Q^2 が小さくなるほど断面積が小さくなる) まで測定が行えるかが鍵となる。J-PARC ではニュートリノ振動実験のために 1 GeV 以下のニュートリノを大量に取り出すビームラインが既に存在しており、実験環境としては最適である。この実験がうまくいけば、ストレンジクォークの偏極という長年の問題に終止符をうつことが期待されている。

2.6.4 タイムライン

図 19 に将来の核子構造研究の目指す方向をタイムラインとして示す。

3.1 章に述べたように、横偏極現象の解明が今後 5 年から 10 年の間の中心課題である。その中で最も優先度の高い課題は偏極 Drell-Yan 実験を実現し、Sivers 分布関数の持つ「非普遍性」を実験的に確かめることである。

このための偏極 Drell-Yan 実験は、まずは固定標的実験として行われる。日本の核子構造研究グループが進めるのは、COMPASS-II 実験と SeaQuest 実験である。COMPASS-II 実験は 2014 年に偏極 Drell-Yan 実験を行う。SeaQuest 実験は 2014 年まで非偏極 Drell-Yan 実験を行った後、偏極陽子ビームまたは偏極陽子標的を用いた偏極 Drell-Yan 実験を行うことを目指している。その後、RHIC での偏極 p+p 衝突実験においても高精度な偏極 Drell-Yan 実験を行うことを大きな目的のひとつとして、加速器及び検出器のアップグレードの計画を進めている。

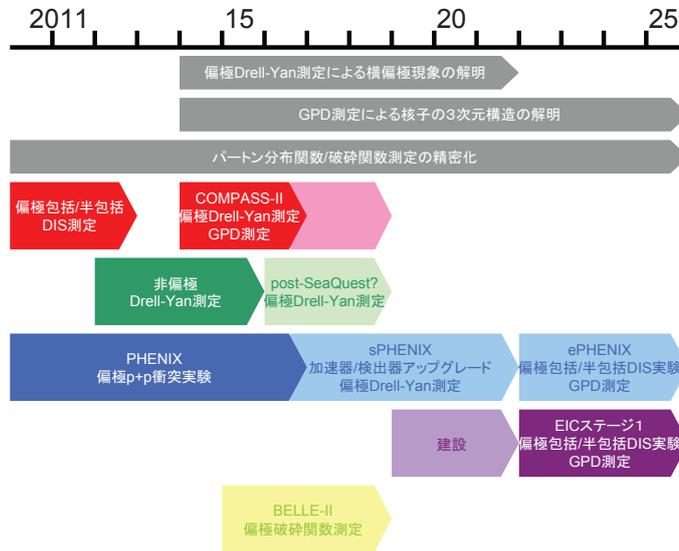


図 19: 今後の実験計画のタイムライン。

その先 2030 年頃までの核子構造研究の中心課題は、3.2 章に述べた核子の 3 次元構造と軌道角運動量の測定に移る。互いに独立なパートンからなる核子という理解では記述できない多様な現象を、核子の 3 次元構造の記述を確立することにより明らかにする。核子の 3 次元構造の記述により、内部のパートンの量子多体相関を理解し、核子スピンに対する軌道角運動量の寄与を知る。

このための GPD 関数の測定についても、まずは固定標的実験での先駆的な測定が、運動学的領域は限られるが行われる。日本グループが進めるのは、COMPASS-II 実験であり、2015-16 年に GPD 関数測定の非偏極実験を行う。2020 年以降、GPD 関数の精密測定のため、EIC における衝突型加速器による実験の計画を行っている。

COMPASS-II、SeaQuest、RHIC においてはこれまで同様、非偏極及び偏極の DIS 過程及び p+p 衝突の実験を続け、パートン分布関数の精密化を行う。また、Belle 実験では蓄積された実験データからの偏極破砕関数の導出を続け、より高い輝度を要求する終状態を得るために BELLE-II 実験の準備に参加している。

2.6.5 リソース

現状のリソースを箇条書きで示す。

- COMPASS 実験
 - 約 10 名が山形大、宮崎大より参加
 - 科研費その他で運営
- RHIC 実験
 - 約 30 名(学生+ポスドクが 10 名、スタッフが 20 名)が理研、理研 BNL 研究センター、京都大、東工大、立教大、KEK より参加
 - 理研から約 2 億円/年で、実験全体の約 5%を担ってきた
- SeaQuest 実験
 - 約 10 名が東工大、理研、山形大、KEK より参加
 - 科研費、大学運営費、その他、約 2000 万円/年で運営
- Belle 実験(破砕関数)
 - 数名が理研、東工大より参加
 - 科研費で運営

オーバーラップを考えると現状の人数は 40 名程度である。次期計画の EIC 実験のためには、現状の人数維持、予算維持は不可欠である。さらに偏極 $e+p$ 実験および $e+A$ 実験として、高エネルギー重イオンなどの他のワーキンググループや他の分野との協力を必要とし、現状の RHIC 実験と同様の構造が維持されることが重要である。国際協力実験に対する日本の寄与の議論(予算獲得、段階的実現の可能性)が行われている。

2.6.6 他の WG との連携

2.6.6.1 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。

2.6.6.2 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ブを用いた協力を行いたい。

2.6.6.3 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

2.6.6.4 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。

2.6.6.5 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。

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. B **659** (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. B **806**, 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]].