現在まで主にハドロンの内部構造とクォーク・パートン模型について研究してきた。ここでは、課題に分けて最近のものから順に研究結果を説明する。参考論文は、研究業績リストの学術論文 [1–92] から引用した。

1. 畳み込み積分法を用いた重陽子のテンソル偏極パートン分布関数の計算

   畳み込み積分法を用いて、重陽子のテンソル偏極パートン分布関数を計算した [1]。ここで、重陽子のテンソル偏極パートン分布関数は、核子の非偏極パートン分布関数とテンソル偏極した重陽子内核子の運動量分布の畳み込み積分で与えられた。HERMES の b_1 データの χ^2 解析によって決定された分布と比較するため、これらのパートン分布関数は $Q^2 = 2.5$ GeV^2 において計算された。計算された分布は、HERMES データから決定された分布とかなり異なる結果となった。これは重陽子を単なる陽子と中性子の束縛状態として記述する以上に、新たなメカニズムを考慮して、この差異を検討していくことが必要であることを示している。得られた分布関数 $\delta_T q$ と $\delta_T \bar{q}$ は、対応するトレント記法の分布関数 f_{1LL}^q と $f_{1LL}^{\bar{q}}$ に変換され、Wandzura-Wilczek に類似する関係式を用いてツイスト 3 の分布関数 f_{LT}^q と $f_{LT}^{\bar{q}}$ が計算された。トーマス・ジェファーソン国立加速器施設で、テンソル偏極された重陽子標的を用いた深非弾性散乱実験が準備中であり、フェルミ国立加速器研究所などのハドロン加速器施設では Drell-Yan や J/ψ 生成の実験が可能であるため、本研究で得られたテンソル偏極パートン分布関数は将来の実験で検証される。本研究により、従来の畳み込み模型で計算されたフレーバー依存のテンソル偏極パートン分布関数が議論できる様になり、それらは Fermilab や NICA の陽子・重陽子反応における Drell-Yan や J/ψ 生成過程の実験結果と比較される。

2. エキゾチックハドロン候補に対する破砕関数の世界初の決定

   最近、クォークの構成が通常の $q\bar{q}$ あるいは qqq と異なるエキゾチックハドロンの候補が実験的に報告されている。しかし、包括的な物理量である質量、スピン、パリティ、崩壊幅からエキゾチックな証拠を見つけることは容易ではない。それに対して高エネルギーでは、量子色力学の基礎的自由度がクォークとグルーオンであることから、ハドロン内部のクォークやグルーオンの組成が明らかになる可能性がある。それらの研究手段の一つとして破砕関数を使う方法がある。本研究では [2]、エキゾチックハドロン候補 $f_0(980)$ の正確な破砕関数を、最近の精度良い Belle 共同研究グループの測定を含む $e^+ + e^- \to f_0(980) + X$ の実験データを用いた包括的解析により、世界で最初に決定した。その包括的解析により、アップクォーク (u)、ダウンクォーク (d)、ストレンジクォーク (s)、グルーオン (g) の破砕関数の 2 次モーメントに $M_u = M_d \ll M_s \sim M_g$ の関係式があることが示された。さらに、関数 $D_u^{f_0}(z)$, $D_d^{f_0}(z)$, $D_g^{f_0}(z)$ と比較して関数 $D_s^{f_0}(z)$ は大きい z の領域に分布していた。これらの事実は、$f_0(980)$ は高エネルギー反応においては $s\bar{s}$ の構成を持つことを示す。この $f_0(980)$ は $s\bar{s}$ 状態であることは新しい発見であり、低エネルギーにおいて $f_0(980)$ はテトラクォークあるいは $K\bar{K}$ 状態のハドロンであるとの通常の理解とは異なる。従って、これらを矛盾なく理解するには、低エネルギー反応においては $f_0(980)$ はテトラクォークあるいは $K\bar{K}$ 分子状態であるけれども、高エネルーギーでは $f_0(980)$ の内部構造は $q\bar{q}$ 状態であるとの遷移が生じると考えることである。この新たな描像を実験的に検証するためには、エキゾチックハドロン候補の反応エネルギーあるは運動量依存性を調べることが一案である。この状態遷移に関してはエキゾチックハドロン分野の新たな方向性として発展が期待される。

3. 演算子積展開法を用いたスピン 1 ハドロンのツイスト 3 テンソル偏極分布関数 f_{LT} に対するツイスト 2 の関係式

スピン 1 のハドロンには、テンソル偏極のパートン分布関数 (PDFs: parton distribution functions) が存在する。ツイスト 2 の分布関数は f_{1LL}、ツイスト 3 の分布関数の一つは f_{LT} である。テンソル偏極した重陽子標的を用いて電子・重陽子深非弾性散乱の断面積を測定する実験が、トーマス・ジェファーソン国立加速器施設 (JLab: Thomas Jefferson National Accelerator Facility) で準備中であるため、これらの分布関数を理論的に理解する必要がある。特に、JLab の実験では比較的低い Q^2 領域でデータが得られるため、断面積の中にツイスト 3 の効果が相当存在すると考えられる。先行研究では [20]、非局所演算子を用いて f_{LT} を f_{1LL} によって表すツイスト 2 の関係式を導いた。これは、スピン 1/2 の核子の偏極構造関数 g_1 と g_2 との間の Wandzura-Wilczek (WW) 関係式に相当する。また、核子の Burkhardt-Cottingham (BC) 総和則に相当する式も f_{LT} に対して得られた。WW 関係式と BC 総和則をきちんと導く方法の一つとして、局所演算子を用いた演算子積展開 (OPE: Operator Product Expansion) の手法が知られている。本研究 [3] で、WW 関係式と BC 総和則に類似する関係式を、独立でかつ信頼性が高い OPE の手法を用いて f_{LT} に対して導き、これらを信頼できる関係式として確立した。この研究結果により、動的なツイスト 3 の部分を除いて、これらのツイスト 2 の関係式を用いてツイスト 3 の分布関数 f_{LT} が計算できる様になった。このツイスト 3 の分布関数は、JLab の様なレプトン加速器施設におけるレプトン深非弾性散乱過程で測定可能である。それに加えてハドロン加速器施設においても、テンソル偏極した重陽子標的を用いた Drell-Yan 過程により f_{LT} を研究することが可能であり、将来的な研究課題として発展性がある。

4. スピン 3/2 を持つハドロンのパートン分布関数に関する正値性限界

世界の包括的実験データ解析によるパートン分布関数 (PDF) の決定において、またハドロン模型による PDF の計算において、PDF に関する精度良い実験結果を得ることは全ての運動学的領域において不可能であるため、PDF に対する基本的制約を理論的に理解しておくことは有用である。この課題において良く知られているものとして、スピン 1/2 を持つ核子の非偏極、縦偏極、トランスバーシィティー分布に対する Soffer 限界式がある。本研究では [4]、スピン 3/2 を持つハドロンの最低次ツイストの PDF に対して、完全な正値性限界式を初めて求めた。この研究は、スピン 1/2 の核子に対する基本的な制限式である Soffer 限界式を大きいスピンを持つ系のクォーク・グルーオン分布関数に対して一般化したものである。反クォーク・ハドロン散乱振幅を PDF とスピン密度行列で表し、パートンとハドロンスピンのテンソル積空間において PDF とその散乱振幅の関係を示した。さらに、PDF をヘリシティー振幅によって表した。その散乱振幅行列の正値性により、ヘリシティー振幅と PDF に関して物理的に許された領域を示す正値性限界式として一連の不等式を得た。また、Cauchy-Schwartz 不等式により PDF と一般化パートン分布の間の関連式も得た。これらの関係式は、Δ や Ω などのスピン 3/2 ハドロンに関する将来の実験のみならず、^{7}Li の様なスピン 3/2 の原子核の実験にも使用できる。実際に、^{7}Li を使った深非弾性散乱や Drell-Yan 過程の実験は可能であり、新規実験プロジェクトが検討され始めている。大きいスピンを持つハドロンや原子核に関する、新たな高エネルギースピン物理学の発展が期待される。

5. ツイスト 2 の関係式を用いた重陽子のツイスト 3 テンソル偏極分布関数 $f_{LT}(x)$

スピン 1 のハドロンに対して存在する横運動量依存パートン分布関数 (TMDs: transverse momentum dependent parton distribution functions) とパートン分布関数 (PDFs: parton distribution functions) は、文献 [20] にツイスト 4 のレベルまで示されたため、今や高次ツイストのテンソル偏極分布関数が研究可能である。本研究 [5] では、文献 [17] に導出された Wandzura-Wilczek 関係式と Burkhardt-Cottingham 総和則に類するツイスト 2 の関係

式と利用できるテンソル偏極分布関数 $f_{1LL}(x)$ を用いて、ツイスト 3 のテンソル偏極分布関数 $f_{LT}(x)$ を計算した。$f_{LT}(x)$ の計算結果は分布関数 $f_{1LL}(x)$ が定義されている $Q^2 = 2.5$ GeV^2 において示された。関数 $f_{LT}(x)$ の x 依存性は $f_{1LL}(x)$ に類似し、その大きさはおおよそ $f_{1LL}(x)$ に近いものであった。トーマス・ジェファーソン国立加速器施設 (JLab: Thomas Jefferson National Accelerator Facility) の実験では、得られるデータの Q^2 の値は、ハドロンスケールの 1 GeV^2 と比較して非常に大きくなく、高次ツイストが断面積に対してかなりの大きさの効果であると考えられる。従って、JLab 実験はツイスト 2 の分布関数 $f_{1LL}(x)$ に加えてツイスト 3 の $f_{LT}(x)$ が研究できる良い機会であると推測される。さらに、これらのテンソル偏極分布関数は、将来の電子・イオン衝突型加速器 (EICs: Electron-Ion Colliders) やフェルミ国立加速器研究所 (Fermilab: National Accelerator Laboratory)、ロシアの Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA)、大型ハドロン衝突型加速器 (LHC: Large Hadron Collider) などのハドロン加速器施設においても研究可能である。特に $f_{LT}(x)$ は、偏極重陽子を用いたレプトンの半包含の深非弾性散乱や陽子・重陽子 Drell-Yan 過程で測定できることが知られている [5]。

6. 縦方向と横方向の構造関数比に関する原子核補正の存在

核子構造関数 F_2^N の原子核補正は、主に 1983 年の EMC 効果の発見以後、長年にわたって研究されてきた。今では重陽子から重たい原子核まで、小さい x から大きい x まで詳細が知られている。原子核補正を説明する主要メカニズムとして、小さい x 領域の陰散乱、中間 x の原子核束縛効果、大きい x の Fermi 運動がある。他方で、レプトン深非弾性散乱において、縦方向と横方向の構造関数比 $R_N = F_L^N/(2xF_1^N)$ に対する原子核補正は存在しないものと仮定されてきた。重陽子などの原子核標的を用いた実験データを用いて「核子」の構造関数を求める際に、この仮定は広く用いられている。しかし、原子核内の核子は、レプトン散乱の仮想光子あるいは W ボゾン運動量の方向として定められる縦軸に沿って必ずしも運動しているおらず、一般的に 3 次元空間内のどの方向にも動いている。この横方向運動より、核子の縦方向と横方向の構造関数は原子核内で混合し、その混合確率は核子の横運動量の 2 乗 $\vec{p}_T^{\,2}/Q^2$ に比例する。本研究 [6] で、重陽子に対する縦方向と横方向の構造関数比の原子核補正に対する数値結果を示した。理論として畳み込み積分の手法を用いて、原子核構造関数を核子の光円錐運動量分布と核子構造関数で表し数値計算を行った。原子核補正効果は小さい Q^2 かつ大きい x で顕著である結果を得た。これらの原子核補正は、核子構造関数を正確に決定するために考慮することが必要である。さらに、小さい x 領域における R_N の原子核補正は、原子核内のグルーオンの動力学的効果を研究する有用な手段であり、将来の電子・イオン衝突型加速器を用いて調べることができる。将来のレプトン加速器実験により、この様な R_N の原子核補正が発見されることが期待される。

7. テンソル偏極されたスピン 1 標的に対する荷電レプトンの半包含深非弾性散乱

2025 年現在、JLab においてテンソル偏極された重陽子標的を用いた電子非弾性散乱の実験が進められており、数年以内に反応断面積のデータが得られる見込みである。反応の包含断面積に対しては理論的な定式化が確立しているものの、半包含反応過程については最低ツイストの定式化のみの研究に限られている。JLab の実験データは主に数 GeV^2 の Q^2 領域で得られるため、高次ツイストの効果が断面積に効くと考えられ、ツイスト 3 を含めた理論的定式化を、電子・テンソル偏極重陽子の半包含反応に対して求めることが喫緊の課題となっていた。そこで、本研究でテンソル偏極したスピン 1 の標的に対する電子非弾性散乱の半包含断面積を、非偏極ハドロンの生成を考慮してツイスト 3 のレベルまで研究した [7]。その微分断面積は、標的のスピン状態と生成ハドロンの方位角依存性により 23 の構造関数によって表された。横方向運動量依存 (TMD: transverse momentum dependent) 因子化の枠組を用いて、我々はクォーク・クォーク相関関数とクォーク・グルーオン・クォーク相関関数を用いて、ツイスト 3 まで有効なハドロンテンソルを導いた。ツリーレベルで、21 の有限なツイスト 2 と 3 の構造関数が存在し、それらは TMD パートン分布関数と TMD

破砕関数の畳み込み積分で表された。これらの有限な構造関数は、スピン 1 ハドロンのテンソル偏極構造を探求するために用いることができ、ハドロンの内部の動力学的性質を明らかにできると期待される。特に、本結果は JLab の実験データを解析するため、また将来の電子イオン衝突型加速器 (EIC: electron-ion collider) の実験プロジェクトを計画するために有用である。

8. ダイクォーク模型を用いた Δ のトランスバーシティー一般化パートン分布

   我々の以前の研究 [11] で、クォークとグルーオンのトランスバーシティー一般化パートン分布 (GPD: Generalized Parton Distributions) の一般的な形式を、エルミート性、時間反転不変性、そしてパリティ不変性を用いて確立した。これらの GPD をスピン 1/2 の核子の GPD と比較して調べることは興味深い。しかし、スピン 3/2 のハドロンには多くのトランスバーシティー GPD が存在し、それらの物理的な意味は明確ではなかった。そこで、スピン 3/2 を持つ Δ の実際の分布を調べ、また将来の実験的測定のために、我々はダイクォークスペクテイター模型を用いて、Δ^+ のクォークトランスバーシティー GPD を初めて計算した [8]。まず、この模型をよく知られた電荷、磁気双極子、軸性形状因子によって検証し、Δ^+ のトランスバーシティー GPD $H^{qT}_{1,3,5,7}$ の計算を行った。次に、前方極限におけるトランスバーシティー GPD から、クォーク・トランスバーシティー分布 h_1 を得た。次に、ヘリシティー振幅と GPD の関係を用いて、ヘリシティー反転振幅を数値的に示した。最後に、GPD の一次モーメントを取ることでテンソル形状因子が得られ、それからテンソル電荷を予測した。実験的には、N-Δ 遷移 GPD は、2025 年時点で深部仮想コンプトン散乱および仮想中間子生成過程において研究されつつあり、s チャネル GPD に対応する一般化分布振幅 (GDA: Generalized Distribution Amplitude) は、電子・陽電子衝突型加速器における 2 光子過程 $\gamma^*\gamma \to \Delta\bar{\Delta}$ によって研究することができる。N-Δ 遷移 GPD は JLab, EIC, EicC などの施設で研究でき、Δ の GDA は KEK-B, BEC, tau-charm などで測定できる可能性がある。従って、スピン 3/2 Δ GPD は、将来、実験的に興味深い物理量になると予想される。

9. 遷移一般化パートン分布を用いたバリオン共鳴の探究：現状と展望

   QCD は抱負なバリオン励起状態のスペクトルを与えるが、それらの内部構造の理解は、核力、高密度物質、ニュートリノ・原子核反応など、原子核物理学の多方面の課題で重要である。一般化パートン分布 (GPD: Generalized Parton Distributions) は、基底状態の核子の QCD 構造を特長づける確立した手段である。GPD を用いて、クォーク・グルーオン構造の 3 次元の断層画像が作成され、質量分布、系の角運動量や圧力などの力学的性質を定量化できる。遷移一般化パートン分布を用いて、これらの概念を $N \to N^*$ 遷移に拡張し、バリオン共鳴の 3 次元構造と力学的性質を特徴づけることが可能である。それらは、共鳴状態への遷移を伴う、深仮想コンプトン散乱 ($M = \gamma$) あるいは中間子生成 ($M = \pi, K, \cdots$) などの高運動量移行の排他的な電子散乱過程 $e + N \to e' + M + N^*$、あるいはそれらに類する光子やハドロンによって引き起こされる過程によって調べることができる。この白書 [9] では、遷移一般化パートン分布を用いて、バリオン共鳴の構造を探求するプロジェクトを説明した。この論文の内容は、遷移一般化パートン分布の性質と解釈、構造と反応過程に関する理論模型、JLab 12 GeV による最初の実験結果、現存の実験施設と将来の施設 (JLab 検出器とエネルギーの性能向上、COMPASS/AMBER, EIC, EicC, J-PARC, LHC 超周辺衝突)、これらの課題を実現するための理論的および実験的な進展を含む。一般的に陽子の様な安定粒子を除いてハドロンは固定標的として実験に使用できないため、遷移一般化パートン分布を用いて様々なハドロンへの遷移 GPD が研究できるため、この課題は将来的に発展性がある。また、エキゾチックハドロンへの遷移 GPD も実験的に研究可能となる利点がある。

10. スピン 1 ハドロンのパートン分布関数と破砕関数

スピン１を持つ重陽子の構造関数は、2020 年代後半からトーマス・ジェファソン米国国立加速器施設、フェルミ米国国立加速器研究所、ロシアの NICA (nuclotron-based ion collider facility)、および電子・イオン衝突型加速器において研究される。これらの実験プロジェクトにより、新たな高エネルギースピン物理学の分野が切り開かれることが期待される。この総説論文 [10] では、スピン１ハドロンの構造関数に関する理論研究の現状をまとめた。特に、パートン分布関数、横運動量依存パートン分布関数、破砕関数について説明し、関連する多重パートン分布関数についても示した。この論文の構成は以下の通りである。

1. 序論
2. スピン１ハドロンの構造関数
   - 2.1 テンソル偏極構造関数 b_1 の総和則
   - 2.2 テンソル偏極パートン分布関数のパラメータ化
   - 2.3 重陽子標準模型による b_1 の理論的予測
   - 2.4 グルーオン・トランスバーシティ分布
3. ツイスト 4 までの横運動量依存パートン分布関数と縦方向パートン分布関数
   - 3.1 横運動量依存パートン分布関数と縦方向パートン分布関数の分類
   - 3.2 ツイスト 2 と運動方程式による関係式
4. 破砕関数
5. まとめ

11. スピン 3/2 ハドロンのトランスバーシティ一般化パートン分布

2020 年代後半から始まるスピン 1 と 3/2 に関する JLab と他の研究施設のプロジェクトにより、新しい高エネルギースピン物理分野が開拓される可能性がある。[11] の論文で、スピン 3/2 ハドロンに対して存在するクォークとグルーオンのトランスバーシティ一般化パートン分布 [Generalized Parton Distributions (GPDs)] を初めて求めた。我々は、パリティ保存を用いて、各々のパートンに対して 16 のトランスバーシティ GPD が存在することを示し、歪みパラメータ ξ に対する GPD の偶奇性を明らかにした。なお、前方散乱極限において、奇 GPD 関数は 0 となる。また、トランスバーシティ GPD の x 積分とテンソル形状因子の関係から、7 つのクォーク形状因子と 6 つのグルーオン形状因子が存在する結果を得た。パリティ保存より 16 のパートンヘリシティ振幅が存在し、全ての振幅は共通の複素数因子 $F(\zeta)$ を持つことがわかった。ここで、変数 ζ はパートン・スピン 3/2 ハドロン散乱の振幅 $A_{\lambda'\mu',\lambda\mu}$ に対するヘリシティの差 $\zeta = (\lambda' - \lambda) - (\mu' - \mu)$ で定義され、角運動量移行を示す物理量である。前方散乱極限では、角運動量部分の寄与はなく $F(\zeta \neq 0) = 0$ であり、ヘリシティー保存の振幅はそれに対応するパートン分布を与え、ヘリシティー非保存の振幅はトランスバーシティ分布となる。Rarita-Schwinger スピノルを用いて、スピン 3/2 ハドロンのクォーク・トランスバーシティ分布は、スピン 1/2 とスピン 1 の部分から成ることを示した。それに対して、グルーオン・トランスバーシティ分布はスピン 1 部分のみである。

12. ニュートリノ反応におけるパイ中間子生成を用いた一般化パートン分布の研究

ハドロンの重力形状因子は、ハドロン内部の質量と圧力の分布情報を持っており、実験的には一般化パートン分布 (GPD) で研究することができる。また、GPD はハドロンのスピンの情報を含んでいる。ハドロンのスピン、質量、圧力の起源を解明することは、ハドロン物理学のみに留まらず基礎物理学の重要な課題であり、それは GPD を研究することによって解明される。空間的および時間的 GPD は、荷電レプトン加速器研究施設において仮想コンプトン散乱や 2 光子過程により実験的に求められる。本研究 [12] では、Pire-Szymanowski-Wagner の定式化を用いてニュートリノ反応におけるパイ中間子生成過程

$\nu(\bar{\nu}) + N \to \ell + \pi + N'$ の断面積を計算し、どの様な GPD が研究できるかを示した。これにより、$\pi^{\pm}$ 生成はグルーオン GPD を特定するために、π^0 生成はクォーク GPD を決めるために役立つことが示された。特に、GPD $(H, E, \tilde{H}, \tilde{E})$ に存在するパイ中間子と ρ 中間子の項、グルーオン GPD である H_g と E_g、反応のエネルギーがどの様に断面積に影響するかを明らかにした。断面積への GPD の寄与は、$H^g > H^q > \tilde{H}^q > E^q,\ \tilde{E}^q,\ E^g$ の順で大きかった。従って、$\pi^{\pm}$ 生成により主にグルーオンの H^g が、π^0 生成により主にクォークの H^q が求められる。π^0 生成の断面積に対して、Efremov-Radyushkin-Brodsky-Lepage 領域のパイ中間子と ρ 中間子の GPD が大きく寄与する。これらの断面積は将来 Fermilab のニュートリノ施設で測定可能であり、ニュートリノ GPD のプロジェクトは荷電レプトン加速器研究施設の GPD プロジェクトと相補的関係にあり、双方の研究により性格な GPD が求められると期待される。

13. 低エネルギー領域の EIC による QCD の精密研究

2030 年代において、電子イオン衝突型加速器 [Electron-Ion Collider (EIC)] は米国の主要原子核プロジェクトであり、核子のスピンと質量、カラーグラス凝縮、ハドロン化、核子の短距離相関などの QCD の創発現象の解明とともに素粒子標準模型を超える物理の探索を目的にしている。その加速器と検出器は、2030 年代初めの完成を目指して準備中である。また、その施設を利用して得られる成果の議論が進んでいる。論文 [13] では、特に高輝度で低エネルギーの EIC を使って得られる価値ある QCD 精密研究プロジェクトを特定するために、インパクトが大きいと考えられる以下の課題について、新たな発見の可能性とともに解説した。

(1) 一般化パートン分布、核子の 3 次元描像と力学的性質
(2) 核子の質量とスピン
(3) 半包含的深非弾性散乱過程における核子の運動量依存性
(4) エキゾチック中間子の分光学
(5) 原子核の現象
(6) EIC 時代の格子 QCD の精密研究
(7) 超前方粒子検出の物理
(8) 輻射効果と補正
(9) 人工知能
(10) 大きいインパクトのある科学領域と EIC との交流

この論文は、各課題の科学的基礎をまとめて文書化したものであり、将来これらの実験プロジェクトを支えるとともに、周辺分野との交流の実現に役立つと考えられる。

14. 量子色力学の 50 年

量子色力学 [quantum chromodynamics (QCD)] は、1972-73 年に明確に定義された理論として始まった。従って、この論文を執筆した 2022 年は、QCD の 50 周年にあたる。高エネルギー領域においては、結合定数が小さいため摂動論的手法を用いて理論計算が可能であり、明確な理論予測を示すことができ、実験的検証も行われた。しかし、低エネルギーの非摂動論的領域では QCD を解くことが容易ではなく、2024 年時点においても厳密な計算手法がない。もちろん、格子量子色力学の発展により、ハドロン分光学などの分野で成功を収めつつあるが、有限密度領域においては使うことができない。そのため、QCD には実験的な研究が不可欠であり、理論と実験の双方のプロジェクトにより発展してきた。現在に至る、この QCD 理論に関する発展と成果を、理論と実験の両面にわたって論文 [14] に包括的な解説としてまとめた。この論文において、最も初期の理論的および実験的基礎の課題、QCD の基本定数、格子 QCD 入門、QCD から正確な予測を得る方法、有効場の理論を中心に QCD を近似する方法、極限状態における QCD、中間子とバリオン状態の測定と予測、核子の構造、ジェットやシャワーの測定を使った高エネルギー QCD 研究の技

術、衝突型加速器での測定、弱い崩壊とクォーク混合について解説した。将来に関する章では、現在稼働中の新しい実験施設や将来計画について説明した。この論文は、研究キャリア初期の博士課程の学生と博士研究員に対して幅広い知識的背景を提供することを目的としている。なお、一部の解説には、アイデアや実験がどのように開発されたかについて個人的な見解を載せた。

熊野は、この論文の中の 14.3 節の J-PARC ハドロン物理を担当し、現在までの施設と実験の状況と将来展望について以下の課題に分けて紹介した。

14.3.1 J-PARC ハドロン施設　　14.3.2 ハドロン実験施設の拡張計画
14.3.3 ストレンジネス核物理　　14.3.4 原子核媒質中のハドロンの性質
14.3.5 ハドロン分光学　　14.3.6 ハドロンの構造関数
14.3.7 重イオン核物理

15. 運動方程式を用いたスピン 1 粒子のパートン分布関数の関係式と Lorentz 不変性関係式

近い将来、スピン 1 ハドロンの偏極構造関数は、様々な加速器施設で測定される。最近、横運動量依存および縦方向のパートン分布関数が、ツイスト 2 のみならずツイスト 3 と 4 に対して提案され [20]、スピン 1/2 核子の構造関数と同じレベルでスピン 1 の構造関数が研究できる状況になった。さらに、テンソル偏極したスピン 1 のハドロンに対するツイスト 3 の多重パートン分布関数も示された [20]。本研究 [15] では、クォークの運動方程式を用いて、テンソル偏極パートン分布関数とテンソル場を用いて定義されるツイスト 3 の多重パートン分布関数の間の関係式を導いた。この研究で我々は、(1) ツイスト 3 の分布関数 f_{LT}、横運動量モーメントの分布関数 $f_{1LT}^{(1)}$、多重パートン分布関数 $F_{G,LT}$ と $G_{G,LT}$ の間の関係式、(2) ツイスト 3 の分布関数 e_{LL}、ツイスト 2 の分布関数 f_{1LL}、多重パートン分布関数 $H_{G,LL}^{\perp}$ の間の関係式を新たに示した。次に、分布関数 f_{LT}, $f_{1LT}^{(1)}$, f_{1LL}, $F_{G,LT}$ の間の Lorentz 不変性関係式を導いた。これらの関係式を導出する際に、テンソル場で定義される多重パートン分布関数 $[F_{D,LT}(x,y),\, G_{D,LT}(x,y),\, H_{D,LL}^{\perp}(x,y),\, H_{D,TT}(x,y)]$ と共変微分で定義される多重パートン分布関数 $[F_{G,LT}(x,y), G_{G,LT}(x,y), H_{G,LL}^{\perp}(x,y), H_{G,TT}(x,y)]$ の間の関係式を新たに示した。これらの関係式は、スピン 1 のハドロンの分布関数に制限を与え、多重パートン相関を研究するために有用である。特に、Q^2 が数 GeV^2 の小さい Q^2 領域の実験では、ツイスト 3 項が比較的大きく効いていると考えられるため、ツイスト 3 の構造関数の物理は重要になる可能性がある。

16. スピン 1 粒子のテンソル偏極パートン分布関数に対するツイスト 2 の関係式と総和則

構造関数の総和則とツイスト 2 の関係式は、構造関数の大きさと x 依存性に関する制限を与え、高次ツイスト効果を特定するために重要である。偏極構造関数 g_1 と g_2 に関する Wandzura-Wilczek (WW) 関係式と Burkhardt-Cottingham (BC) 総和則は、その例である。最近、スピン 1 のハドロンに対する新たなツイスト 3 と 4 のパートン分布関数が提案され [20]、高次ツイスト項を含めたスピン 1 のハドロン構造関数の研究が可能になった。本研究で、我々は WW 関係式と BC 総和則に類似する式を、ツイスト 2 と 3 のテンソル偏極パートン分布関数 f_{1LL} と f_{LT} に対して導いた。つまり、f_{LT} のツイスト 2 の部分は f_{1LL}(あるいは b_1) の x 積分として表され、関数 $f_{2LT} \equiv (2/3) f_{LT} - f_{1LL}$ の x 積分は 0 になることを示した。また、もし反クォークのテンソル偏極分布がない場合に成立するパートン模型の f_{1LL} (b_1) 総和則を用いれば、f_{LT} 自体の総和則も存在することも示した。WW 関係式と BC 総和則が g_2 の x 依存性と高次ツイスト効果を特定するために用いられた様に、これらの関係式と総和則は、スピン 1 ハドロンのテンソル偏極パートン分布関数の x 分布に関する研究と、ツイスト 2 の効果と高次ツイスト項を分離するために価値ある関係式である。これらの関係式を導く過程で、テンソル偏極したスピン 1 ハドロンには、ツイスト 3 のマルチパートン分布関数 F_{LT}, G_{LT}, $H_{LL}^{\perp}$, H_{TT} が存在することを示した。これらのマルチパートン分布関数は、スピン 1 ハドロンのマルチパートン相関を研究できる意味で興味ある物

理量である。スピン 1 の重陽子に関する実験研究は、2020 年代と 2030 年代に、Jefferson 研究所、Fermilab、NICA, EIC, EicC において行われるため、近い将来、スピン 1 のハドロンの研究は盛んになると期待される。

17. 電子・イオン衝突型加速器に対する科学的要件と検出器の概念

報告書 [18] では、電子イオン衝突型加速器 (EIC) に対する物理的課題と検出器の要件について説明した。EIC は、高エネルギー電子と高エネルギー陽子を衝突させる米国の新しい大強度加速器施設であり、この施設では核子と原子核内のグルーオンが支配する運動学的領域の研究が可能となる。さらに、偏極ビームを用いた EIC では、陽子、中性子、および軽イオンの空間構造とスピン構造に関する前例のない実験が可能になる。この報告書には、EIC の実現に向けて EIC ユーザーグループによって検討された物理プログラムおよび検出器開発の詳細が記載されており、さらなる発展の基礎を提供することを目的としている。また、科学的要請に最も適した実験装置の概要と 2 つの相補的な検出器と運動学的領域の重要性を説明した。このレポートは 3 つの部分で構成されている。第 1 は発見と開発概念に関する事業計画概要である。第 2 は幅広い物理測定と検出器機能に対する要請に関する説明であり、第 3 では汎用型検出器と物理的要請を満たす技術について紹介した。これらは、可視物質の基本的構造を理解する世界的実験プログラムの基礎となるものである。このレポート [18] で、熊野は特に「7.5.2、ニュートリノ物理学」の執筆に貢献し、ニュートリノ・プロジェクトと EIC 物理の相乗効果を理解するため、６つの課題「断面積と運動学的領域」、「ニュートリノ原子核相互作用の研究」、「核子ストレンジネスの測定」、「アイソスピン物理と総和則」、「電弱測定と NuTeV 異常」、「ニュートリノ散乱における GPD 測定の可能性」を説明した。

18. NICA SPD における陽子と重陽子のグルーオン分布関数

Spin Physics Detector (SPD) は、ロシアで建設中の加速器施設 Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA) における多目的実験プロジェクトである。この実験では、偏極した陽子と重陽子を 27 GeV までの重心系エネルギーと 10^{32} cm^{-2} s^{-1} までのルミノシティーで衝突させる。これにより、核子の偏極グルーオン分布関数を、チャーモニウム、オープンチャーム、直接光子生成などの過程で測定できる。本論文 [19] の目的は、このプロジェクトの研究目的、関連する理論と実験、期待される実験結果を総括することにある。特に、この実験においては、スピン非対称性の測定により、核子スピンへのグルーオン・スピンの寄与、核子のグルーオン・Sivers 関数と Boer-Mulders 関数、重陽子のグルーオン・トランスバーシティの研究をする。本論文 [19] において、熊野は２つの節「5.3 Gluon transversity in deuteron」と「5.4 Tensor-polarized gluon distribution in deuteron」の執筆に貢献した。NICA の偏極重陽子ビームを用いて、スピン１の重陽子に特有な偏極構造関数を研究することが可能である。特に、ヘリシティー２の変化が必要なグルーオン・トランスバーシティは、スピン 1/2 の核子には存在せず、重陽子には存在する分布関数である。重陽子は陽子と中性子の束縛系であるが、それらの核子はグルーオン・トランスバーシティに直接寄与しないため、このグルーオン分布は核子束縛系を超える新たな物理を発見するための適切な観測量である。また、テンソル構造関数はスピン 1/2 の核子には存在せず、重陽子標準模型による理論計算は、現存する HERMES の b_1 データと異なるため [25]、エキゾチックなハドロン現象を探る良い手段であると考えられる。NICA-SPD では、これらの物理量を偏極重陽子ビームを用いた直接光子やハドロンの生成過程により研究する。

19. スピン１のハドロンに対する横運動量依存クォーク分布関数

本研究では、クォーク相関関数を Lorentz 不変な形で展開することにより、スピン１のハドロンに存在する横運動量依存 [transverse momentum dependent (TMD)] クォーク分布関数を示した [20]。特に、ツイスト３と４において可能な TMD 関数を明らかにしたことが新しい結果である。この展開に際して、エルミート性と空間反転不変性の条件を課した。しか

し、TMD 関数定義式中には時間方向に依存するリンク変数が存在するため、時間反転不変性は課していない。従って、TMD 関数には通常の時間反転に対する偶関数に加えて奇関数が存在する。我々は、これまで考慮されてこなかった光円錐ベクトル n に依存する項を導入し、ツイスト 4 までに存在する全ての TMD 関数を提案し、スピン 1 のハドロンには 40 の TMD 関数が存在することを示した。また、新たな n 依存項の導入により、相関関数の展開係数とツイスト 2 の TMD 関数の正しい関係式を示し、ツイスト 3 と 4 には 30 の新たな TMD が存在することを明らかにした。縦方向相関関数は時間反転不変性を満たすため、奇 TMD 関数を横運動量で積分した新たな総和則 $\int d^2k_T g_{LT} = \int d^2k_T h_{LL} = \int d^2k_T h_{3LL} = 0$ が存在することを見つけた。また、これらの TMD 分布関数に対応する、スピン 1 の新たな TMD 破砕関数が存在することを説明した。色はハドロン内に閉じ込められているため実際に観測することは難しいが、TMD では色の自由度を色の流れとして観測できる貴重な研究機会である。TMD の研究は、グルーオン凝縮、色の Aharonov-Bohm 効果、色のエンタングルメントなど学際的な研究分野を生み出すことができ、今後の発展が期待される。スピン 1 の重陽子の実験研究は、米国の Jefferson 研究所、Fermi 研究所、電子・イオン衝突型加速器 (EIC)、ロシアの NICA において進む予定である。

20. Drell-Yan 過程によるグルーオン・トランスバーシティ分布の研究

ハドロンの横方向偏極物理量として研究が進んでいるものに、クォーク・トランスバーシティ分布がある。この分布は、クォークのスピン反転により定義される物理量であるため奇カイラル分布関数と呼ばれている。また、この 1 次モーメントは、クォークに対して計算された電気双極子モーメント (EDM) を実験で測定される中性子 EDM に変換する係数であり、素粒子標準模型を超える物理を探索するために貴重な物理量である。それに対して、グルーオン・トランスバーシティ分布は、グルーオンのスピン反転 ($\Delta s = 2$) が必要であるためスピン 1/2 の核子には無く、スピン 1 の重陽子には存在する。グルーオン・トランスバーシティ分布に関して、米国ジェファーソン研究所 (JLab) の電子加速器を用いた実験計画があるが、未だに実験は行われていない。本研究では [21,22]、新たにフェルミ米国国立加速器研究所 (Fermilab) などのハドロン加速器施設を用いて、グルーオン・トランスバーシティ分布の実験研究が可能であることを理論的に示した。直線偏極した重陽子標的を用いた陽子・重陽子 Drell-Yan 過程を定式化することにより、断面積が陽子の非偏極クォーク分布関数と重陽子のグルーオン・トランスバーシティ分布の積で与えられることを明らかにした。また、断面積の値をミューオン対の質量、横運動量、ラピディティの関数として示した。これにより、Fermilab において実験提案が可能になり、E1039 実験プロジェクトとして検討中である。さらに、グルーオン・トランスバーシティは、NICA の偏極重陽子を用いても測定可能である。なお、直線偏極は重陽子の偏極としてほとんど用いられないため、論文 [21] では直線偏極を実験で用いられる通常の重陽子偏極で表した。重陽子は陽子と中性子の束縛系であるが、スピン 1/2 の核子はグルーオン・トランスバーシティ分布に直接寄与しないため、単純な核子束縛状態を超える新たなハドロン物理を探る場合、グルーオン・トランスバーシティが最適な物理量であり、新たなハドロン物理学分野の誕生が期待される。

21. ハドロンの重力形状因子

核子スピンの主要な要素はクォークのスピンではないことが明らかになり、その起源を特定するためには、パートンの軌道角運動量の寄与を決める必要がある。そのため、従来の Bjorken 変数 x で表される縦方向のパートン分布関数のみではなく、横方向も含む 3 次元構造関数を求めることが重要になった。3 次元構造関数の一つが、2 光子過程 ($\gamma^* + \gamma \to h + \bar{h}$, $\bar{h}$: ハドロン h の反粒子) で研究される一般化分布振幅 GDA (Generalized Distribution Amplitude) である。この 2 光子過程は、仮想コンプトン散乱において Mandelstam 変数 s と t を交叉させた過程であるため、GDA は時間的一般化パートン分布 GPD (Generalized

Paton Distribution) とも言うことができる。2016 年に初めて、KEK・B ファクトリー実験により、2 光子過程における π^0 中間子の対生成断面積が報告され、実質的に GDA が研究できる状況になった。3 次元構造関数の GDA は、重力形状因子つまりクォーク及びグルーオンのエネルギーテンソルの形状因子を内包しており、GDA が特定できれば、これらから形状因子を導き出すことが可能である。我々は Belle の実験データを用いて、世界で初めて実験に基づくハドロンの重力形状因子と半径を求めた [23,24]。π 中間子には 2 つの重力形状因子 Θ_1 と Θ_2 が存在し、各々が力学的（圧力、ずり応力）分布、質量分布に対応する。我々は、これらの形状因子を求め、平均二乗半径として $\sqrt{\langle r^2\rangle_{\rm mech}} = 0.82 \sim 0.88\,{\rm fm}$, $\sqrt{\langle r^2\rangle_{\rm mass}} = 0.32 \sim 0.39\,{\rm fm}$ を得た。電荷の二乗平均半径 $\sqrt{\langle r^2\rangle_{\rm charge}} = 0.659 \pm 0.004$ fm は他の実験から求められており、質量半径はこれよりかなり小さく、力学的半径は少し大きいことを意味する。これまで重力の研究はマクロな物体に限られていたが、我々の研究により、重力起源としてのハドロン質量、ハドロン内の圧力がミクロなクォーク・グルーオンの自由度を用いて研究可能になり、この分野の今後の発展が期待される。なお、この研究と前述のグルーオン・トランスバーシティの研究は、2019 年度 KEK 年次報告書において、KEK のハイライト研究成果の一つとして掲載されました。

22. 重陽子標準模型によるテンソル構造関数 b_1 の理論計算

スピン 1 のハドロンと原子核には、スピン 1/2 の核子に存在しない偏極構造関数が存在し、新たなハドロン物理を見つける手法として着目されている。荷電レプトン深非弾性散乱においては、その新たなテンソル構造として 4 つの構造関数 b_{1-4} が存在する。その内 2 つの関数がツイスト 2 であり、スケーリング極限において、Callen-Gross 関係式に相当する式 $2xb_1 = b_2$ で結びついており、これらの構造関数が最初に測定される。このテンソル偏極構造関数 b_1 は、すでに HERMES による実験があるが、2020 年代半ばから JLab で精密な測定が開始される予定であるため、理論的にスピン 1 粒子である重陽子の標準模型を用いて予測しておく必要がある。特に、陽子と中性子各々とそれらの S 波束縛状態から b_1 に寄与がないため、この構造関数は新たな高エネルギースピン物理量として、またこれまでにないハドロン構造を探る手段として着目されている。一般的に、原子核構造関数を計算する方法として畳み込み積分法がある。これは、原子核構造関数を原子核内核子の運動量分布と核子内のパートン運動量分布の畳み込み積分として記述する手法である。この計算手法と陽子・中性子の D 波束縛状態を含む重陽子の標準的模型を用いて、重陽子のテンソル偏極構造関数 b_1 の理論予想を示した [25]。本研究で、これまでの理論計算の間違いを指摘し、新たに非常に大きい x 領域 $(x > 1)$ に分布が存在することを示した。この理論結果を、2005 年の HERMES 実験と比較した結果、b_1 の大きさと x 依存性が大きく異なることが判明した。これは、軌道角運動量状態 S と D にある陽子と中性子の単純な束縛状態を超える物理の存在を示唆するものである。もし、この標準模型の予測とは異なる結果が JLab 実験で確認されれば、ハドロン物理の新たな発見に繋がる。実際、これまで見つかっていない隠れた色の自由度が b_1 に寄与するとの理論論文も出始めており、新たなハドロン物理分野の開拓が期待される。

23. ニュートリノ原子核反応模型の構築

素粒子標準模型を超える新たな物理を探る手段として、ニュートリノ振動実験が行われてきた。今ではニュートリノ振動が存在し、ニュートリノが質量を持つことが確認されている。2017 年時点で、この実験は新たな段階にあり、これからのレプトンセクターの CP 対称性の破れの発見に向けて精密研究が進んでいた。ニュートリノ実験では、一般的に標的は核子ではなく原子核であり、例えば T2K 実験の場合は水 (H_2O) である。従って、ニュートリノ・核子散乱の断面積に加えて、酸素原子核との反応も正確に理解しておく必要がある。特に、ニュートリノ振動実験の系統誤差の大部分はニュートリノ原子核反応部分の不定性が原因であり、これからの精密 CP 実験のためには、精度良い反応断面積を理論的

に計算できることが必要である。そこで、低エネルギーから高エネルギーに至る、ニュートリノ原子核反応の断面積を正確に計算できる模型を提供することを目的に研究を行い、ニュートリノ原子核反応を包括するレビュー論文として発表した [26]。レプトン原子核散乱の運動学的領域により、異なる理論模型を用いる。低エネルギー側から準弾性散乱、共鳴粒子生成、深非弾性散乱、レッジェ散乱の異なる領域の模型を構築した。この際、これまで実験結果が存在する電子散乱のデータと理論を比較して模型の検証を行い、ニュートリノ反応の特徴である軸性ベクトル型反応に拡張した。ハドロンと原子核は、原理的には基本相互作用である量子色力学 (QCD) で記述できるはずであるが、有限密度の低エネルギー現象においては QCD を正確に解く手段がないため、ハドロン自由度を基礎にした有効模型を用いた。運動量移行の 2 乗である Q^2 が大きく ($Q^2 \geq 1$ GeV^2)、不変質量も大きい ($W^2 \geq 4$ GeV^2) 領域では、摂動論的 QCD と標準的パートン分布関数を用いて模型を構築した。これら 2 つの領域は、クォーク・ハドロン双対性により結び付けた。$Q^2 \leq 1$ GeV^2, $W^2 \geq 4$ GeV^2 の領域はレッジェ粒子とポメロンにより記述され、軸性ベクトルカレントに関して、$Q^2 \to 0$ の極限で部分的に保存される軸性カレント (PCAC) の条件を満たすことに注意した。これらの模型をまとめ、統一計算手法として提供するコード作成を進めた。

24. 破砕研究の包括的解析

電子・陽電子対消滅における荷電ハドロン生成データを用いて、強結合定数 α_s について摂動最低次 (LO) と 2 次 (NLO) の解析を行い、π 中間子、K 中間子、陽子の破砕関数とそれらの不定性を求めた [51]。この解析で、特にグルーオンと軽いクォークの破砕関数の不定性が非常に大きいことを明らかにした。頻繁に用いられる Kniehl, Kramer, Potter (KKP) と Kretzer の破砕関数には、大きく異なる部分があり、それらの信頼性が問題となっていた。本解析で、2 つの関数は我々が求めた不定性の範囲内にあることを示し、それらの解析に矛盾がないことを明らかにした。また、破砕関数を正確に決定するには、Z ボゾンの質量より小さいエネルギーの Belle 等のデータ解析が重要であることを指摘した。一般的に、破砕関数にはパートン分布関数の価クォーク分布と海クォーク分布に相当する有利破砕関数と非有利破砕関数が存在する。例えば $\pi^+(u\bar{d})$ に対しては、u および $\bar{d}$ クォーク破砕関数は有利関数、d クォーク破砕関数は非有利関数であり、破砕関数はハドロンのフレーバー構造を特定するために利用できると考えられる。そこで、エキゾチックハドロン候補である $f_0(980)$ を例にして、破砕関数の 2 次モーメントと関数形の特徴を理論的に示し、エキゾチックハドロンの内部構造を特定するために利用できることを示した [49]。ハドロンの破砕関数は、これまで主に LEP や SLD における Z 領域の電子・陽電子対消滅におけるハドロン生成を用いて決定されてきた。2013 年に、Belle と BaBar が非常に精度良い破砕関数のデータを軽いハドロン (π, K, $p/\bar{p}$) に対して報告した。破砕関数の決定は、荷電レプトン非弾性散乱における K 中間子生成を用いた、非偏極および偏極ストレンジクォーク分布関数の決定に大きな影響をもたらし、核子スピンの起源の特定に大切な役割を果たす。まず、Belle と BaBar のデータが破砕関数の不定性を小さくすることを示し、これらの実験結果の重要性を示した [28]。また、2016 年に客員研究員として KEK に来訪した米国 Jefferson 研究所・博士研究員 Sato 氏との共同研究を推進し、Monte Carlo 法を用いた破砕関数の決定研究を完成し、得られた破砕関数コードを公開した [27]。

25. Fermilab における陽子・重陽子 Drell-Yan 過程のテンソル偏極非対称度の理論予測

スピン 1 の重陽子には新たな偏極構造関数が存在し、その中のツイスト 2 の構造関数が b_1 と b_2 である。これらの関数はクォークとグルーオンのテンソル偏極パートン分布関数で表すことができる。b_1 は 2005 年に HERMES により測定されたが、測定誤差が大きいため、精密測定が JLab で行われる予定である。しかし、JLab 実験は比較的大きい Bjorken 変数 x 領域の研究であり、反クォークのテンソル偏極分布については特定できない。特に、[83] で提案した様に、総和則 $\int dx b_1(x) = 0$ からのずれは有限な反クォークのテンソル偏極を意味しており、高エネルギー反応による新たなテンソルスピン構造分野の存在を示唆する。

これは、Gottfried 総和則の破れが反クォーク分布のフレーバー依存性 ($\bar{u} - \bar{d} \neq 0$) を示したことに類似する。HERMES 実験では $\int dx b_1(x) = [\,0.35 \pm 0.10\,(\mathrm{stat}) \pm 0.18\,(\mathrm{sys})\,] \times 10^{-2}$ が得られており、有限な反クォーク・テンソル偏極分布が存在すると考えられる。そこで本研究では、この偏極分布関数、特に反クォーク・テンソル偏極分布関数を Fermilab-E1039 実験において測定することを、陽子・重陽子 Drell-Yan 過程のスピン非対称度を理論的に予測することにより提案した [29]。HERMES 実験による小さい Q^2 領域 ($Q^2 = 2.5$ GeV^2) のデータを説明できるテンソル偏極分布 [43] を用いて、Fermilab 実験の大きい Q^2 領域で分布関数を計算し、これを用いて Fermilab 陽子・重陽子 Drell-Yan 実験の非対称度を求めた。ここで、Fermilab-E1039 実験で可能な、非偏極陽子ビームとテンソル偏極重陽子標的を想定した。この Drell-Yan 断面積は、陽子のクォーク・反クォークの非偏極分布関数と重陽子のテンソル偏極分布関数の積で表され、その断面積のテンソル偏極非対称度は数 % であった。この成果を Fermilab Drell-Yan 研究者が将来計画に用い、実験の実現に向けてプロジェクトを推進中である。

26. J-PARC における排他的 Drell-Yan 過程を用いた一般化パートン分布関数の研究

これまで核子の構造関数は、縦方向運動量分布としてのパートン分布関数が主に研究されてきた。しかし、核子スピンの起源、特に軌道角運動量の寄与の解明には横方向分布の理解が不可欠であるため、3 次元構造関数の研究が盛んに行われている。3 次元構造関数の代表的なものとして一般化パートン分布関数 (GPD) があり、CERN や JLab など世界の加速器施設で研究されている。これらの荷電レプトンビームを使用した実験では、仮想コンプトン散乱と中間子生成反応を用いて GPD の研究が行われている。それに対して、J-PARC などのハドロン加速器施設における GPD 研究は検討されていなかった。そこで、我々は J-PARC の π 中間子ビームを使用した、排他的 Drell-Yan 過程による GPD の研究を提案した [30]。GPD として 2 つの模型 BMP2001 と GK2013 を用いて $\pi^- p \to \mu^+ \mu^- n$ の排他的断面積を計算し、これと包含的断面積、J/ψ からのミューオン対生成、その他のバックグランドを比較し、欠損質量スペクトルを見ることにより排他的 Drell-Yan 過程が特定できることを示した。この反応は JLab の実験過程 $\gamma^* p \to \pi^+ n$ の逆過程であり、JLab 実験の仮想光子が空間的であるのに対して、J-PARC 実験では時間的である。また、$x = 0.3$-0.6 に感度がある JLab 実験よりも小さい x 領域 $x = 0.1$-0.3 で測定できる違いがあり、2 つの実験は相補的である。π 中間子ビームとして、2020 年完成の高運動量ハドロンビームラインを使用する。このビームラインの実験計画に E50 プロジェクトがあり、その主目的はチャームバリオン分光であるが、この検出器の後方にミューオン検出器を設置することにより GPD 実験が可能になるため、E50 実験に加わる形で計画を提案した。J-PARC ハドロン物理の新たな研究方向性を示した。この実験の実現に向けて、2019 年に LoI (Letter of Intent) を提出した。

27. 排他的高エネルギーハドロン反応によるエキゾチックハドロンの内部構造解明

Gell-Mann と Zweig のクォーク模型によれば、中間子は $q\bar{q}$、バリオンは qqq の組成を持つ。これ以外の組成、例えば $qq\bar{q}\bar{q}$ や $qqqq\bar{q}$ を持つ粒子はエキゾチックハドロンと呼ばれる。2004 年以降、エキゾチックハドロンの実験的発見が幾つも報告されている。しかしながら、通常のハドロンかエキゾチックなのかは、質量・崩壊幅・スピンの様な包括的な物理量からでは判定し難い。そこで、高エネルギーハドロン反応と摂動論的 QCD を用いて内部構造を探り、エキゾチックかどうかを判定することを提案した [31,37]。摂動論的 QCD によれば、高エネルギーの排他的ハドロン反応は、構成クォーク間のハードなグルーオン交換によって起こるため、ハードなクォークとグルーオンの伝播因子を考慮することにより、断面積に対してクォーク計数則が成立することが理論的に示されている。この計数則によれば、2 体のハドロン反応 $a + b \to c + d$ の断面積は、重心系において、$n_{a,b,c,d}$ を反応に関与するハドロン内の構成子数として $d\sigma/dt \sim f(\theta_{cm})/s^{n-1}$, $n = n_a + n_b + n_c + n_d$ と表すこと

ができる。この理論予測は、BNL や JLab の実験で実際に検証された。この計数則に着目し、高運動量π中間子ビームを用いて励起状態を含むハイペロンの内部構造を調べる可能性を研究した。ハドロン共鳴状態が支配的な低エネルギー領域から摂動論的 QCD が使用できる高エネルギー領域まで、3クォーク状態とされる Λ(1116) 及びエキゾチックハド ロンとされる Λ(1405) の生成断面積を見積り、その違いを調べた [37]。この結果を J-PARC 実験研究者と議論し、高運動量ビームを用いた実験の可能性を示した。次に、我々はこの計数則を用いてハードなハイペロン光生成反応の実験結果との対応を調べた。基底状態の Λ(1116) は 3 クォーク状態と矛盾ないが、エキゾチックハドロンとされる Λ(1405) については実験誤差が大きく、構成子数を特定することが困難であった。しかし、エネルギーが大きくなるにつれ、5つのクォーク状態から3つに変化する興味ある現象が見られた。この研究成果を論文 [31] に発表した。今後、JLab-12 GeV の実験が行われ、構成粒子計数則を用いたエキゾチックハドロンの研究が進展すると考えられる。

28. エキゾチックハドロンの複合度

近年、エキゾチックハドロンの候補が実験的に報告されている。この理論的記述として、通常の構成をもつハドロン $(q\bar{q}, qqq)$、エキゾチックな構成要素を持つ粒子、ハドロン分子状態、あるいはこれらの混合状態とみなす模型など様々なものがある。これらの模型には、必ず実験値を再現するパラメーターが含まれており、それらの記述はハドロンの内部構造を理解するためには必ずしも有効な手段とは必ずしも言えない。模型に依存しない形式で、ハドロン構造を理解する物理量として、束縛状態の複合度がある。我々は、エキゾチックハドロンの候補であるスカラー中間子 $f_0(980)$ と $a_0(980)$ の 2 体系成分を示す複合度を研究した [32]。例えば、クォーク模型による $q\bar{q}$ 構成では $f_0(980)$ の強い相互作用による崩壊幅 $f_0 \to \pi\pi$ を説明できず [89]、$\phi \to f_0\gamma$[77] や 2 光子崩壊幅 $(f_0 \to \gamma\gamma)$ の研究から、$K\bar{K}$ 分子的な構造が有力視されてきた。複合度とは, ある状態の中に 2 体のハドロンが存在している割合で、元々は重陽子が陽子と中性子の束縛系である事を示すのに用いられた。複合度が 1 に近ければ、ハドロン分子としての束縛状態であり、逆に 0 に近ければ、クォーク模型で記述される様な通常のハドロンである。我々は、実験によって決定された f_0, a_0 の質量と結合定数を用いて、まず f_0 と a_0 の $K\bar{K}$ 複合度 (X_f, X_a) を計算した結果、f_0 の複合度は大きく、a_0 は比較的小さいことが判明した。次に、f_0-a_0 混合の混合強度 (ξ_{fa}) を計算し、BES の実験結果と比較した。特に、ξ_{fa} と $|X_f X_a|$ の関係を調べた結果 $|X_f X_a| < 0.4$ が得られ、f_0 と a_0 が同時に $K\bar{K}$ 分子状態ではないことが分かった。これらの結果により、$f_0(980)$ は主に $K\bar{K}$ 状態、$a_0(980)$ はそれ以外、つまりクォークの束縛状態であると考えられることを明らかにした。これまで、f_0 と a_0 は両方共に $K\bar{K}$ 分子状態であるとの理論予測があったが、我々の結果はこれに反し、$f_0(980)$ と $a_0(980)$ の内部構造研究に新たな視点を与えた。

29. B 研究施設の成果報告と破砕関数

KEK と SLAC の B 中間子研究施設は、大量に生成された B 中間子やタウ・チャーム粒子などの崩壊現象により、粒子・反粒子の対称性の破れを調べ、新たな粒子を発見してきた。これらの施設で、B 中間子と反 B 中間子の対称性の破れを発見し、小林・益川理論の検証を行うなどの成果を挙げたが、それらに加えて、新たなエキゾチックハドロンの発見、破砕関数の精密測定などハドロン物理学においても貴重な成果を残した。これまでの研究成果をまとめ、加速器の説明、実験解析手法、小林・益川理論とその検証、ハドロン分光と崩壊、破砕関数などを詳しく解説し、928 ページの論文 The Physics of the B Factories として発表した [33]。この報告書は 2014 年 7 月 11 日、「CP 対称性の破れ発見から 50 年〜Belle 実験と BaBar 実験、小林・益川理論実証の記録を共同出版〜」として KEK からプレスリリースされた。熊野は、この論文の中で、特に破砕関数の解説に寄与した。ハドロンの破砕関数は、それまで主に LEP や SLD 施設を用いた、Z 質量領域の電子・陽電子対消

滅におけるハドロン生成を用いて決定されてきた。2013 年に、Belle と BaBar が非常に精度良い破砕関数のデータを、軽いハドロン (π, K, $p/\bar{p}$) に対して報告した。また、重心系エネルギーと生成ハドロンのエネルギー比 z の広い領域をカバーして、正確な破砕関数が決定できる様になった。Belle と BaBar の重心系エネルギーは約 10 GeV であり、LEP/SLD の Z 質量領域とは大きく異なり、破砕関数のスケーリングの破れ、つまりグルーオンの破砕関数が分かる状況になった。高エネルギー重イオン反応によるクォーク・グルーオンプラズマの発見と性質の解明、高エネルギー偏極陽子反応による陽子スピン起源の解明には正確な破砕関数が必要不可欠であり、B 中間子研究施設はこの方面においても大きく貢献した。さらに、B 中間子研究施設において奇カイラル破砕関数を測定したことにより、他の加速器施設で奇カイラル性を持つパートン分布関数が観測可能になり、特に横方向スピンを用いた陽子スピン構造の解明に決定的な役割を果たした。論文 [33] で、これらの成果を詳しく解説した。

30. GPD と GDA を用いたエキゾチックハドロンの内部構造解明

エキゾチックハドロンが実験的に報告されているが、それが実際にエキゾチックな組成を持つかどうかは自明ではなく、質量や崩壊幅などの物理量では判断し難い。そこで、高エネルギースピン分野で研究が進んでいる 3 次元構造関数を用いて、エキゾチックハドロン候補の内部構造を探る研究を進めた。ハドロンの代表的な 3 次元構造関数に一般化パートン分布 GPD (Generalized Parton Distribution) があり、この 3 次元構造を明らかにする分野は、ハドロン・トモグラフィーと呼ばれている。我々は、この研究手法をエキゾチックハドロンの特定に用い、ハドロンの 3 次元構造を明らかにすることにより、エキゾチックかどうかの判定ができることを示した [34]。具体的には、縦方向のパートン分布関数の形状や、形状因子の大きい Q^2 の振る舞いに、エキゾチックな特徴が現れるはずである。価クォークの分布関数は、構成粒子数が多くなるほど、その分布は小さい x 領域に移動する。構成粒子数 $n = 2$ と 3 の場合、計算した価クォーク分布が実験から得られた π 中間子と核子の価クォーク分布に一致することを確認し、予測されるテトラクォーク ($n = 4$) とペンタクォーク ($n = 5$) ハドロンの価クォーク分布を示した。また、形状因子の大きい Q^2 領域においては、摂動論的 QCD の構成粒子計数則を用いて構成粒子数を数えることによりエキゾチックな構造を見つけることができる。しかし、エキゾチックハドロンの様な不安定粒子は実験の固定標的として使用できない。そこで、GPD を測定する仮想 Compton 過程の s-t 交叉過程である 2 光子過程を用いて測定される一般化分布振幅 (GDA: Generalized Distribution Amplitude) を用いることを提案した。2 光子過程における排他的ハドロン対生成を、摂動論的 QCD の部分と非摂動関数 GDA の積として表わす。この GDA を実験から決めることにより、生成されたハドロンの内部構造についての情報が得られる。本研究では、Belle 実験などで測定される 2 光子過程を用いて $a_0(980)$, $f_0(980)$ などのエキゾチック中間子の構造を探ることができることを理論的に示した。

31. 輻射崩壊による $\Lambda(1405)$ の内部構造解明

核子、核子の励起状態、その他大多数のバリオンの質量は、qqq の組成を仮定した単純なクォーク模型により理解できるが、$\Lambda(1405)$ の質量については実験値と大きく異なることが知られている。このため、$\Lambda(1405)$ は $\bar{K}N$ の分子的束縛状態であると予想されている。最近では、$\bar{K}$ が原子核に存在する K 中間子原子核の実験研究が J-PARC などの加速器施設で研究されており、その基礎となる $\bar{K}N$ の分子状態としての $\Lambda(1405)$ の内部構造は、まず解決されるべき課題である。本研究で、$\Lambda(1405)$ の輻射崩壊幅 [$\Lambda(1405) \to \Lambda\gamma, \Sigma\gamma$] を用いて、$\Lambda(1405)$ 内の $\bar{K}N$ 存在割合である複合度が特定でき、分子状態であるか否かの判別ができることを示した [35]。特に、この電磁輻射過程は E1 遷移であるため、束縛系の大きさにより崩壊幅が大きく異なり、分子構造かコンパクトなクォーク束縛状態なのかを区別できると考えられる。そこで、輻射崩壊幅の実験値を用いて $\Lambda(1405)$ の複合度を調べた。

まず、理論的に中間子・バリオン中間状態のループ効果を考慮して、$\Lambda(1405) \to \Lambda\gamma$, $\Sigma\gamma$ の崩壊幅を計算し、崩壊幅と $\Lambda(1405)$ 複合度との関係を理論的に示した。次に、$\Lambda(1405)$ と $\pi\Sigma$ との結合定数を $\Lambda(1405) \to \pi\Sigma$ の崩壊幅から決め、$\pi\Sigma$ の複合度が 0.19 程度であることを示し、$\pi\Sigma$ 分子構造が $\Lambda(1405)$ の主要構成要素でないことを明らかにした。また、輻射崩壊幅 $\Gamma_{\Lambda\gamma}$, $\Gamma_{\Sigma\gamma}$ の測定値と実験誤差を考慮して、それらの値と $\Lambda(1405)$ 複合度との関係を示した。輻射崩壊幅は正確に測定されていないが、現時点の実験値と理論計算を比較することにより、$\Lambda(1405)$ の複合度が 0.5 よりも大きい結果を得た。従って、輻射崩壊幅から $\Lambda(1405)$ の主要構成要素は $\bar{K}N$ であることを明らかした。また、$\Lambda(1405)$ の質量が 1424 MeV と 1381 MeV である場合についても、崩壊幅と複合度との関係を示した。正確な複合度を決定するには、高い実験精度で輻射崩壊幅を求める必要があり、将来の J-PARC 実験に期待したい。

32. 日本の核物理の将来レポート、核子構造

21 世紀になり、日本には世界最高性能の加速器施設 J-PARC, KEKB と RIBF が完成し、RCNP, ELPH とともに、これらの実験施設を利用して多角的にハドロン原子核物理の研究を進めることが可能になった。また、大型計算機の性能についても著しい発展があり、計算機物理学も進展した。他方で、世界には LHC, RHIC, JLab, GSI などの主要加速器施設があり、これらの施設を用いた原子核物理学にも日本の研究者は参加している。これらの加速器で展開される物理は多岐にわたっているが、原子核研究者は各自の研究分野に専念するあまり他分野の理解が進んでいない可能性がある。また、J-PARC や RIBF は当初の計画から実現まで 20 年以上かかっていることから、これらの施設で行われる物理に関して再検討が必要である。そこで、核物理委員会の提案により、日本の核物理の将来研究計画をまとめた報告書を 2013 年に作成し [36]、今後進むべき方向性を示した。この報告書は、不安定核物理、精密核物理、ハイパー核・ストレンジネス核物理、ハドロン物理、高エネルギー重イオン衝突による物理、核子構造の物理、核物理的手法による基礎物理、計算核物理の原子核物理の全分野を含むものである。また、この改訂版を 2021 年に発表した [16]。これらの論文の中で、熊野は核子構造分野の執筆に貢献した。核子構造部分では、スピンパズルを説明し、因子化とパートン分布関数、偏極構造関数とレプトン・陽子散乱および陽子・陽子衝突について解説し、これら実験データの包括的解析によって決定される偏極パートン分布関数の状況を説明した。また、横偏極現象の解明と高次ツイスト効果研究の現状を示し、核子スピンのパートン・スピンと軌道角運動量への分解について説明した。特に、核子スピンの起源を特定するためには、軌道角運動量の寄与を特定する必要があり、そのための 3 次元構造関数を解説した。また、これらの構造関数に関する格子 QCD や有効模型による理論的な理解についてまとめ、最後に将来の実験計画 (CERN-COMPASS, RHIC, Fermilab, KEKB, JLab, EIC, J-PARC) を紹介した。

33. 破砕関数の Q^2 発展方程式の数値解と発展コード

Belle 実験グループは 2013 年に、これまでの LEP/SLD データと比較できないほどの高精度で破砕関数の測定結果を発表した。LEP と SLD は Z 質量に相当するエネルギーで破砕関数を求めたが、Belle の重心系エネルギーは 10.58 GeV であるため、破砕関数のスケーリングの破れが明確になり、初めてグルーオンの破砕関数を求めることができると期待された。スケーリングの破れを記述する DGLAP (Dokshitzer-Gribov-Lipatov-Altarelli-Parisi) 方程式は、特に QCD の摂動高次項を含む場合、複雑な微積分方程式であり解析的に解くことができない。他方で、破砕関数を用いた高エネルギーハドロン反応の解析は多岐にわたり、素粒子標準模型を超える物理、クォーク・グルーオンプラズマの性質、核子スピンの起源解明などにとって必要不可欠である。高エネルギー実験データの包括的解析による決定された破砕関数は、一般的に小さいエネルギースケール (Q^2) において提供されており、それを一般研究者が必要な高エネルギー反応で用いる場合には、Q^2 のスケール発展を計

算する必要がある。この Q^2 発展は実験研究者や理論研究者が頻繁に使用しているが、一般に公開されているコードがないため、我々に公開コードを作成する様に要望があった。破砕関数の DGLAP 方程式は、破砕関数の Q^2 による微分と、破砕関数と分岐関数の積の、生成ハドロンのエネルギー比 z による積分で表される。我々は、この方程式を正確にかつ速く解く数値解法を、Euler 法と Gauss-Legendre 法を基礎にして工夫することにより提案し、Q^2 発展コードを開発した。QCD 結合定数 α_s の摂動最低次 (LO: Leading order) と摂動 2 次項 (NLO: Next-to-leading order) を含む DGLAP 方程式の数値解コードを提供した。このコードと解説を論文 [38] に発表し、一般の研究者が利用できる様にインターネット上に公開した。このコードは、ハドロン有効模型の結果と実験データの比較、高エネルギーハドロン生成反応の記述に用いられ、本研究は高エネルギー原子核素粒子物理学の発展に寄与した。

34. 標準模型による CDF 2 ジェット生成異常現象の理解

2011 年 4 月、Fermilab は 1.96TeV の陽子・反陽子衝突型加速器 Tevatron の CDF 実験チームが標準模型では説明できない新発見をしたと発表し、その結果は Physical Review Letters 106 (2011) 171801 に発表された。陽子・反陽子の衝突によって生成される W と 2 つのジェットを観測し、横軸を 2 つのジェットの不変質量として示したところ、140 GeV 領域に標準模型で説明できないピークを発見した。この CDF の結果が新発見であるためには、それが標準模型の枠内で説明できないことを明示する必要がある。W やジェット生成には、初期状態の陽子と反陽子内の様々なフレーバーのクォークと反クォーク及びグルーオンが関与しており、これらのパートンの核子内運動量分布を正確に把握しておく必要がある。パートンが担う陽子あるいは反陽子の運動量の割合は Bjorken 変数 x で表され、特に $x = 0.05 \sim 0.1$ 付近の分布関数が CDF 実験結果に影響する。ストレンジクォーク分布 $s(x)$ は、従来ニュートリノ深非弾性散乱における $\mu^+\mu^-$ 生成反応で決定され $s \simeq 0.4(\bar{u} + \bar{d})/2$ であることが知られているが、この x 領域の関係式に問題があることが、HERMES 実験により示唆されていた。我々がこの $s(x)$ の不定性が 2 ジェット事象に及ぼす影響を調べたところ、CDF の様な狭いピーク構造ではないが、顕著な断面積の変化を見出した。CDF 異常現象は断面積が落ちる肩の部分にあるため、断面積の変化が結果の解釈に影響する。このことから、CDF 異常現象の一部は $s(x)$ の不定性に起因していることを指摘した。物理的には、ストレンジクォーク分布は摂動論的なグルーオン分岐過程 ($g \to s\bar{s}$) に大部分は起因するが、固有ストレンジと呼ばれる Q^2 のスケール発展と関係なく核子内に存在する分布があると考えられており、$s(x)$ の分布研究は、その生成メカニズムと関連する興味ある課題である。この研究結果を論文 [39] に発表したが、投稿受付の 2 日後に掲載が決定されたことからも、研究成果の緊急性と重要性が認められたものと考える。

35. 崩壊現象から探る $\Lambda_c(2940)^+$ の構造

Belle や BaBar により、重いクォークを含むハドロン系に、いくつものエキゾチックハドロン候補が報告された。その一つに $\Lambda_c(2940)^+$ があり、核子と D^* 中間子の分子的束縛状態ではないかと考えられている。しかし、$\Lambda_c(2286)^+$ の D 波励起状態である可能性があり、その構造に興味が集まっていた。この内部構造を検証するため、$\Lambda_c(2286)^+$ の輻射崩壊と強い相互作用による崩壊を調べることを提案した。まず、$\Lambda_c(2940)^+ \to \Lambda_c(2286)^+\gamma$ の輻射崩壊幅を分子構造模型により計算し、我々の理論予測を示した [42]。この計算では、寄与する ND^* ループの項を考え、ゲージ不変性に注意して定式化を行った。崩壊幅への寄与は、ND^* ループ中の陽子からの輻射項が大きく、D^*, Λ_c^+ 及び $\Lambda_c^+ND^*$ 頂点項は比較的小さかった。$\Lambda_c(2940)^+$ を pD^{*0} と nD^{*+} の混合状態であると考え、その混合角 θ を導入した ($|\Lambda_c(2940)^+\rangle = \cos\theta\,|pD^{*0}\rangle + \sin\theta\,|nD^{*+}\rangle$)。輻射幅は、この混合角 θ と $\Lambda_c^+ND^*$ 形状因子の運動量カットオフ・パラメータ Λ に大きく依存するため、これらのパラメータの関数として輻射幅の結果を示した。例えば、$\theta = 10^\circ$, $\Lambda = 1$ GeV の場合、崩壊幅は 84 keV

であった。次に、$\Lambda_c(2940)^+ \to \Lambda_c(2286)^+\pi^+\pi^-$, $\Lambda_c(2286)^+\pi^0\pi^0$ の強い相互作用による崩壊についても、分子構造を考慮して崩壊幅を理論的に計算した [40]。この崩壊を 2 段階過程 $\Lambda_c(2940)^+ \to \Sigma_c^{++}\pi^- \to \Lambda_c(2286)^+ + \pi^+\pi^-$, $\Lambda_c(2940)^+ \to \Sigma_c^0\pi^+ \to \Lambda_c(2286)^+ + \pi^+\pi^-$, $\Lambda_c(2940)^+ \to \Sigma_c^+\pi^0 \to \Lambda_c(2286)^+ + \pi^0\pi^0$, $\Lambda_c(2940)^+ \to \rho^0\Lambda_c(2286)^+ \to \Lambda_c(2286)^+ + \pi^+\pi^-$ で考え、各々の課程の寄与を明らかにした。特に、$\Lambda_c(2940)^+ \to \Sigma_c\pi \to \Lambda_c(2286)^+ + \pi\pi$ の寄与が大きく、中間に ρ が関与する項は無視できる程度であった。この崩壊幅を混合角 θ とカットオフ・パラメータ Λ の関数として示した。例えば、$\theta = 10^\circ$, $\Lambda = 1$ GeV の場合、崩壊幅は 4.9 MeV となった。将来、これらの理論計算結果と実験値との比較により、$\Lambda_c(2940)^+$ のエキゾチックな内部構造が明らかになると期待される。

36. 原子核構造関数のクラスター的性質

多くの原子核は殻模型によって記述される。しかし、質量数 10 付近の原子核および安定核から離れた不安定原子核には、模型の準位を非常に高いところまで取らない限り、殻模型で記述が難しいクラスター構造を持つ原子核が存在する。原子核を標的にした深非弾性散乱の実験が様々な原子核に対して行われた結果、クラスター構造を持つ原子核に対しても、構造関数とパートン分布関数の研究が進展した。2009 年 ^{9}Be の構造関数に関して、理論的に解釈が困難な結果が JLab の実験で報告された。構造関数の原子核補正 F_2 の Bjorken 変数 x に対する傾き $|d(F_2^A/F_2^D)/dx|$ を原子核密度の関数として表した場合、^{3}He, ^{4}He, ^{12}C と原子核密度が大きくなるに従って滑らかに原子核補正の傾きが変化しているにも関わらず、^{9}Be だけはこれらの補正より非常に大きい「異常な」実験結果となった。本研究では、その結果が ^{9}Be のクラスター的性質 ($\sim 2\alpha + n$) を示すことを指摘した。通常の殻模型とクラスター的性質を記述できる反対称化分子動力学を用いて原子核構造関数を研究した [41]。原子核内の平均的核子運動量分布と核子構造関数の畳み込み積分として原子核構造関数を記述したところ、^{9}Be の結果を説明できるほど F_2^A 自体に対するクラスターの効果は大きくなかった。これは、原子核内にクラスター構造を持ったとしても、それを角度平均した場合、殻模型の単一的な密度分布と大きい差異がないことに起因する。しかし、クラスターによって生じる原子核内の局所的最大密度を考慮すれば、^{9}Be の異常な現象は理解できることを指摘し、^{9}Be の構造関数異常とクラスター構造との関係を示した。従って、JLab の結果は ^{9}Be の局所的クラスター構造と関係しており、高密度状態により核子の短距離相関を含めた現象があらわになったと言える。我々の研究結果を受けて、JLab の実験提案 (JLab PAC-35 proposal, PR12-10-008) にクラスター研究の目的を加えた実験準備が進んだ。

37. スピン 1 粒子の偏極構造関数の射影演算子とテンソル偏極パートン分布関数

スピン 1 のハドロンには、スピン 1/2 の核子には存在しない偏極構造関数が存在する。偏極電子深非弾性散乱においては、b_{1-4} の新しい構造関数が存在することが知られている。本研究では、ハドロンテンソルから b_{1-4} を計算する射影演算子を、ハドロンの運動量とスピンベクトルの組み合わせにより正確に求め、論文 [48] に発表した。この結果は、理論模型でハドロンテンソルを計算し、それから 4 つの構造関数を正確に導くために必要な研究である。次に、スピン 1 粒子、特に重陽子のテンソル構造をクォーク・グルーオンの自由度で理解することを目標に、パートン分布関数の最適化研究を行った。2005 年、HERMES により初めて電子・偏極重陽子非弾性散乱の構造関数 b_1 が測定されたが、その結果がクォークのテンソル偏極分布にどの様に関係するか明らかではなかった。パートン模型で予測される総和則 ($\int dx\, b_1(x) = 0$) を価クォークに対して用いて HERMES の結果を解析し、最適なテンソル偏極クォークと反クォーク分布を得た [43]。テンソル偏極分布関数は非偏極パートンと偏極ハドロンで定義されており、その分布関数の Q^2 スケール発展は、非偏極 DGLAP 方程式によって記述される。しかし、HERMES の実験値では、その Q^2 発展を調べることができる精度がないため、分布関数の最適化において Q^2 を HERMES データの

平均値である $Q^2 = 2.5$ GeV^2 に固定した。この結果から、有限な反クォーク・テンソル分布 $[\int dx\,(8\delta_T\bar{u} + 2\delta_T\bar{d} + \delta_T s + \delta_T\bar{s})/18 = 0.0058]$ が得られたが、これは従来の重陽子模型では理解できないため、更なる理論的研究が必要である。得られた最適テンソル偏極パートン分布関数を、一般のユーザーが計算できる様に公開した。これまで、この分布は存在しなかったため、将来の実験提案、格子 QCD 計算、ハドロン模型による結果と比較できるものがなかったが、本研究によって、高エネルギー領域における重陽子のスピン構造の研究が実質的に可能になった。実際、この研究結果を用いて、米国 Jefferson 研究所 (JLab) で電子散乱実験の提案がなされ (Letter of Intent to JLab PAC-37)、2020 年代半ばには実験が開始される予定である。

38. ハドロン反応を利用した一般化パートン分布と色透明度

2008 年時点で、一般化パートン分布関数 (GPD) は、荷電レプトン加速器施設における深部仮想コンプトン散乱により研究が計画されていた。しかし、J-PARC や GSI-FAIR などのハドロン研究施設においても、GPD が研究できることを理論的に示した [45]。この研究では、高エネルギーハドロン反応過程 $a + b \to c + d + e$ を考え、特に c と d がほぼ逆方向の大きい横方向運動量を持つ過程を考えた。例えば、$N + N \to N + \pi + B$ (N：核子、π：パイ中間子、B：核子あるいは Δ) の反応の断面積に、核子自体の GPD と核子から Δ 粒子への遷移 GPD が寄与することを明らかにし、GPD の典型的な理論模型を用いて数値的に $N + N \to N + \pi + B$ の断面積を計算した。ハドロン反応を用いる利点は断面積が大きいことと、レプトン反応と異なる運動学的領域、例えば Efremov-Radyushkin-Brodsky-Lepage 領域と呼ばれる $-\xi < x < \xi$ (x はパートンの運動量比、ξ は歪みパラメータ) を満たす部分が研究できる特徴がある。この研究は、ハドロン加速器施設プロジェクトの可能性を広げ、異なる観点から GPD を研究できる可能性を示した点で価値がある。次に、π 中間子ビームを用いた色透明度の研究を提案した [44]。原子核媒質中のハドロンの相互作用は、基本的なハドロン相互作用を理解する意味で、また高エネルギー原子核反応への応用上有益な課題である。高運動量移行のハドロン反応過程では、主に小さいハドロンの成分が断面積に寄与すると考えられる。この小さいハドロンは、原子核媒質中をほとんど相互作用をすることなく通過すると考えられ、これを色透明性と呼ぶ。核子・原子核と核子・核子反応の断面積比を取り、これを色透明度 T と定義する $[T = \sigma_{NA}/(A\,\sigma_{NN})]$。陽子ビーム・エネルギーの様な反応の典型的なハードスケールが大きくなれば、つまり反応に関与するハドロンのスケールが小さくなれば、色透明度は大きくなると期待される。本研究では、色透明度の π 中間子ビーム運動量と原子核質量数の依存性を理論的に予測した。この結果は、CERN-COMPASS や J-PARC の実験で検証可能である。

39. JLab, RHIC-Spin の実験結果を踏まえた偏極パートン分布

核子スピンの起源を特定するためには、実験結果を QCD の高次補正項を含む形で解析することにより偏極パートン分布を正確に決定し、クォークとグルーオンが担うスピンの割合を決める必要がある。そこで、レプトン・核子非弾性散乱のスピン非対称性 A_1 や、偏極陽子・陽子反応の π 中間子生成に関するスピン非対称性の実験結果から、最適縦偏極パートン分布を求める研究を進めた。この解析では、JLab, HERMES, COMPASS の実験結果と PHENIX の π 中間子生成のデータを含めて解析した点が新しい [52]。この解析によって得られた偏極パートン分布に対する誤差解析を、Hessian 法を用いて行った。その結果、JLab のデータは大きい x 領域の偏極価クォークの分布を、HERMES と COMPASS のデータは $x = 0.1$ 付近の偏極反クォーク分布を特定するために有効であることが分かった。$x = 0.05$ 付近の HERMES と COMPASS の重陽子データには Q^2 の違いによる差異があり、これは大きい x 領域の偏極グルーオン分布が正であることを示唆した。さらに、PHENIX の実験により偏極グルーオン分布の不定性が半分以下になることを示した。次に、Jefferson 研究所の将来実験 E07-011 がグルーオン偏極に及ぼす影響に着目し、RHIC

におけるパイ中間子生成データの影響と比較検討した [46]。この包括的解析で、グルーオン偏極は $x \sim 0.1$ 領域では小さく、大きい領域 ($x > 0.2$) では正の分布になることを明らかにした。クォーク分布関数の一次モーメントは 25%程度であったが、偏極グルーオン分布関数に関しては未だに不定性が大きく、一次モーメントが特定できないことが分かった。予想される E07-011 実験の偏極構造関数 g_1 の誤差が非常に小さいため、摂動の高次項として寄与する偏極グルーオン分布の効果が特定できることを、この研究によって明らかにした。また、その効果は RHIC のパイ中間子生成による偏極グルーオン分布への制限と同程度であることを示し、RHIC と JLab のデータは偏極グルーオン分布関数の誤差を半分程度にすることを明らかにした。

40. J-PARC における高エネルギーハドロン物理

原子核は核子と中間子の自由度で記述され、原子核構造や反応の分野は確立された研究領域となりつつある。しかし、ハドロン・原子核の基本相互作用である量子色力学 (QCD) は非摂動的領域で解くことが困難であり、クォーク・グルーオン多体系としてのハドロンや原子核の構造と反応を正確に把握することが難しい場合がある。この状況を踏まえ、J-PARC では、フレーバーやハドロン密度の自由度を変化させることにより新しい粒子やクォーク・ハドロン物質を生みだし、それらの物質を含めたハドロンの性質や反応を研究することを目的として実験が行われている。2020 年には高運動量ビームラインが完成し、高エネルギー陽子やパイ中間子などを利用したプロジェクトが可能になる。論文 [47] では、将来的に研究可能な高エネルギーハドロン物理の課題を紹介した。特に、30−50 GeV の陽子一次ビームを用いた研究について解説した。J-PARC の陽子反応は、高エネルギーの摂動論的 QCD の手法が使える適応限界にあり、摂動的手法の検証と適応領域の拡大の研究には、摂動論的物理から非摂動論的物理に至る領域を正確に理解することに繋がる重要性がある。すでに、チャーム粒子生成や Drell-Yan 過程を用いた、核子と原子核のクォーク・グルーオン構造、パートンエネルギー損失、スピン非対称度の研究による核子スピン構造に関する実験提案があり、これらの課題を説明した。また、陽子ビームを用いてベクトル中間子の質量変化を測定することにより、ハドロン質量の生成機構を明らかにするプロジェクトを解説した。さらに、現時点で実験計画はないものの、$(p, 2pN)$ による核子間短距離相互作用の研究、スピン 1 のハドロンのテンソル構造、一般化パートン分布の研究等の様々な課題が可能性として考えられることを紹介した。将来的には、陽子ビームを偏極させて実験を行い、核子スピンの起源を明らかにする研究も検討されている。J-PARC はハドロン物理学の多様な課題を研究することができる待望の施設であり、今後多方面への展開が期待されている。

41. 摂動高次項の影響を取り入れた原子核内パートン分布関数

LHC や RHIC では、高エネルギ − 重イオン反応を用いた研究が行われており、反応の断面積測定からクォーク・グルーオンプラズマの性質が調べられている。この断面積の記述には正確な原子核パートン分布が必要であり、我々の分布関数最適化の研究を進めた。また、ニュートリノ振動の研究には正確な酸素原子核の分布関数が必要である。中規模の原子核においては、核子のパートン分布から 10-20%程度の変化があることが知られており、その補正を正確に理解することは、原子核内の分布関数のメカニズムを理解するためのみならず、応用上重要な課題である。例えば、ニュートリノ振動の研究のためには、5%の精度で断面積を計算することが望まれている。特に、今回は摂動の高次項を含めた解析を行った。原子核構造関数 F_2 と Drell-Yan 断面積比のデータを使用し、QCD の摂動最低次 (leading order, LO) と 2 次 (next-to-leading order, NLO) の解析を行って最適な分布関数を決定し、分布関数の不定性を示した [50]。これにより、小さい x $(= 0.01 - 0.001)$ における反クォークとグルーオンの分布は、NLO においてよりよい精度で決定されることが分かった。重陽子から鉛の原子核に至る多数の原子核の実験を説明することに成功し、得

られた原子核のパートン分布関数を公開した。この解析により以下の結果を得た。(1) 大きい x 領域の価クォークの原子核補正は F_2 のデータより精度良く決定できた。この補正とバリオン数保存則や電荷保存則の強い制約により、小さい x においても価クォーク分布は精度良く決定できた。(2) 逆に、小さい x 領域の反クォークの原子核補正は、F_2 のデータを用いて精度良く決定できた。また、$x = 0.1$ の領域では Drell-Yan データの制約により原子核補正はなく、大きい x では大きい不定性を持っていることを明らかにした。(3) グルーオン分布は摂動の高次項として、構造関数や断面積に寄与するため、NLO の解析でより正確に求められることが期待される。しかし、原子核構造関数比の正確な Q^2 依存性が決定されておらず、グルーオン分布の原子核補正を正確に求めることができなかった。

42. HERMES 効果

電子・原子核深非弾性散乱により、２つの構造関数 F_1^A と F_2^A が求められる。仮想光子の偏極で見れば、F_1^A は横偏極、F_2^A は横偏極と縦偏極両方の反応成分を含んでおり、F_2^A から横偏極部分を差し引いて縦偏極関数 F_L^A が得られる。$Q^2 \to \infty$ のスケール極限においては $F_L^A = 0$ が成立するが、実際の実験が行われる Q^2 領域においては、R 比と呼ばれる縦偏極と横偏極構造関数の比 $R = F_L^A/F_1^A$ は有限な値を持つことが知られている。1980 年代には、F_2^A に関する原子核補正である EMC (European Muon Collaboration) 効果の研究が盛んに行われ、その後 R 比についても原子核補正が存在するかどうか検討されていた。2000 年、HERMES グループは縦方向と横方向の断面積比 σ_L/σ_T に原子核効果が存在することを発表し、この効果は HERMES 効果と呼ばれた。我々は、その論文で指摘された小さい x 領域ではなく、大きい x 領域で原子核の補正効果が理論的に予測されることを明らかにした [57]。従って、HERMES の実験結果の妥当性とは関係ない理論研究である。特に、電子やミューオン散乱における仮想光子の運動方向が、原子核内核子の運動方向とは一般的には異なることに注目し、核子の縦方向構造関数 F_L^N と横方向の F_1^N が混合することを示した。つまり、原子核の縦方向構造関数 F_L^A は、核子構造関数 F_L^N と F_1^N の両方と核子の運動量分布によって表わされる。例えば、電子・核子散乱の断面積と構造関数は、仮想光子の運動量を z 方向に取り、核子は静止か $-z$ 方向の運動に設定して記述される。しかし、原子核内の核子の運動は Fermi 運動と呼ばれ、空間の様々な方向に運動しているため、横方向と縦方向の構造関数が混合する形になる。この混合により、HERMES 効果が大きい x 領域で顕著であることを明示し、将来の実験的検証の可能性を指摘した。その後、HERMES はデータを再検討し、原子核効果が小さい x 領域に存在するかどうかは明かではなくなった。しかし、我々は HERMES とは異なる運動学的領域に、R の原子核効果が存在すると確信する。

43. NuTeV の弱混合角異常と原子核効果

弱い相互作用の中性カレントは、左巻き成分に作用するアイソスピンカレントとともに、左巻き・右巻を区別せずに作用する電磁カレントがあり、これら 2 つのカレントの混合割合が弱混合角あるいは Weinberg 角 θ_W である。この弱混合角は、2002 年時点で衝突型加速器の実験により正確に求められており、$\sin^2\theta_W = 0.2227 \pm 0.0004$ であった。これに対して、NuTeV のニュートリノ散乱の実験結果は $\sin^2\theta_W = 0.2277 \pm 0.0013\,(\mathrm{stat}) \pm 0.0009\,(\mathrm{syst})$ であり、異なる値が得られた。これは、NuTeV の弱混合角異常と呼ばれている。混合角 $\sin^2\theta_W$ は標準模型における重要な物理量であり、この差異の原因を解明することが必要である。我々は、NuTeV 実験グループが報告した $\sin^2\theta_W$ 異常に関して、原子核効果に着目して研究した [58]。NuTeV 実験が使用した標的は鉄であるため、原子核補正による効果が重要と考えた。Paschos-Wolfenstein 関係式 $R^- = (\sigma_{NC}^{\nu N} - \sigma_{NC}^{\bar{\nu} N})/(\sigma_{CC}^{\nu N} - \sigma_{CC}^{\bar{\nu} N}) = 1/2 - \sin^2\theta_W$ は断面積比と $\sin^2\theta_W$ の関係を与えるが、原子核補正や鉄のような原子核の中性子過剰効果は考慮されていない。また、Paschos-Wolfenstein 関係式は、中性子のパートン分布関数に対してアイソスピン対称性を仮定して得られており、この仮定に関しても検討が必要

である。本研究では、アイソスピン対称性の破れ、価クォーク分布 u_v と d_v に対する原子核補正効果、有限な $s(x) - \bar{s}(x)$ と $c(x) - \bar{c}(x)$ 分布の効果を、Paschos-Wolfenstein 関係式の補正項として示し、NuTeV の弱混合角異常の原因がこれらにあることを指摘した。原子核補正に関しては、特に価クォーク分布 u_v と d_v の原子核補正が異なることを運動量保存、バリオン数保存、電荷保存を用いて示した。更に、数値的にこの差を計算し [53]、Paschos-Wolfenstein 関係式への影響を調べ、部分的に $\sin^2\theta_W$ の差異が説明できる結果を得た。しかし、2020 年時点においても、アイソスピン対称性の破れ、u_v と d_v の原子核補正効果、$s(x) - \bar{s}(x)$ と $c(x) - \bar{c}(x)$ の効果はいずれも不定性が大きく、差異の大部分は未解決のまま残されており、将来の解明が待たれる。

44. 大強度ニュートリノ研究施設における核子と原子核の構造関数研究

ニュートリノ相互作用は弱いため、反応の断面積は一般的に非常に小さく、そのため実験誤差は大きい。将来の精密ニュートリノ物理学発展のためには、Neutrino Factory と呼ばれる大強度ニュートリノ研究施設が必要であり、その将来計画に参加した。特に、専門分野である核子構造関数の知識を生かして、高エネルギー大強度ニュートリノ研究施設を用いて研究できるハドロン構造について検討した [S. Kumano, Nucl. Phys. Proc. Suppl. 112 (2002) 42; AIP Conf. Proc. 721 (2004) 29]。ニュートリノ・核子深非弾性散乱では、軸性ベクトルカレント型相互作用の存在により、電子散乱にはない構造関数 F_3 が存在する。この構造関数は、核子の価クォーク分布関数で表されるため、ニュートリノ散乱の実験データは、核子の価クォーク分布関数を決定するために重要な役割を演じた。原子核の価クォーク分布関数、つまり原子核補正に関しては、中間から大きい Bjorken-x 変数の領域で構造関数 F_2^A から求められる。小さい x 領域においては、原子核のバリオン数と電荷保存による価クォーク分布に対する制約があるものの、分布を正確に決定することは困難である。そこで我々は、小さい x 領域の原子核価クォーク分布関数がニュートリノ散乱の構造関数 F_3^A を用いて決定でき、価クォークの影散乱現象の研究に重要な役割を果たすことを示した。次に、偏極構造関数として、通常の荷電レプトン散乱の関数に加えて新しい関数 g_3, g_4, g_5 が存在し、それらを用いて偏極パートン分布関数を詳しく研究することが可能であることを示した。荷電レプトン散乱による核子スピン起源の研究では、価クォークと反クォークが担うスピンの割合を分離することが難しいが、ニュートリノ散乱においては、その分離が可能になる。特に、g_3(あるいは g_5) を利用して偏極価クォーク分布を求めることが可能となり、また他のデータと組み合わせることにより小さい x 領域での偏極反クォーク分布を正確に求めることができる。この様に、荷電レプトン散乱のみではクォークが担う陽子スピンの割合は確定できないが、ニュートリノ反応では直接この割合が求められる利点があり、陽子スピンの解明に役立つ。

45. 偏極反クォーク分布のフレーバー非対称性

核子内反クォーク分布は、主にグルーオンからの摂動論的分岐過程 $g \to q\bar{q}$ によって生じており、アップとダウン・クォークの質量は小さいため、その分岐から生じる $\bar{u}$ と $\bar{d}$ の反クォーク分布関数には差異がないと思われる。しかし、非偏極反クォーク分布にはフレーバー依存性が存在し、非摂動的効果が効いていることが知られている。他方で、偏極反クォーク分布関数に対して、フレーバー非対称性が存在するかどうかは明かではない。偏極現象を含めた核子構造の理解のためには、フレーバー非対称性を生じる非摂動的メカニズムを理解しておく必要がある。そこで、我々はハドロン模型を用いて、偏極反クォーク分布のフレーバー非対称性を予測する理論研究を行った [59]。非偏極分布で用いられる代表的な模型である中間子雲模型を用いて、偏極反クォーク分布のフレーバー非対称性を研究した。核子には「中間子雲」があることが知られており、例えば観測されている中性子の負の平均 2 乗半径 $\langle r^2 \rangle < 0$ がこのメカニズムで説明される。これを偏極反クォーク分布の計算に使用する。π 中間子はスピン 0 のため、中間子雲として核子内の偏極パートン分

布に直接寄与しない。そのため、偏極パートン分布に影響を及ぼす最も重要な粒子は、スピン 1 の ρ 中間子であると考えられる。電子散乱において、仮想光子が ρ 中間子と相互作用をするとして、この ρ 中間子雲の効果をフレーバー非対称性分布 $\Delta\bar{u}-\Delta\bar{d}$ に対して計算した。この研究では、$N\to\rho N$ と $N\to\rho\Delta$ の両方の過程を含め、ρ の g_1 構造関数のみならず g_2 項を入れて計算を行った。この結果、$\Delta\bar{u}-\Delta\bar{d}$ に対して負の分布が得られた。つまり、非偏極分布と同様に偏極分布においても $\Delta\bar{d}$ が $\Delta\bar{u}$ よりも過剰であると考えられ、この原因として ρ^+ の中の $\bar{d}$ が大きく影響していることを示した。この理論予測は RHIC-Spin や COMPASS の実験で検証される。また、陽子・重陽子 Drell-Yan 過程においても検証可能であること指摘した 62。

46. 原子核内パートン分布の最適化

高エネルギー原子核反応を正確に記述するためには原子核内のパートン分布を確定する必要があり、得られた分布は、クォーク・グルーオンプラズマ生成の判断やニュートリノ振動実験の原子核補正などへの重要な応用が考えられる。しかし、核子内分布に関する CTEQ, GRV, MRST の研究に対応する様な研究はなかった。そこで、偏極分布研究において開発した最適化の方法を原子核構造関数の解析に利用し、原子核内の最適パートン分布を求めた [60]。これまで、原子核パートン分布関数の χ^2 解析は存在しなかったため、分布の Bjorken-x 関数形を含めて理論の枠組みを新たに開発した。中規模の原子核に対して、原子核補正は 10-20%であるため、すでに求められていた核子パートン分布関数を基準に取り、それからの原子核補正関数を最適化する方法を採用した。原子核補正は x に依存し、小さい x 領域では負の影散乱補正、$x=0.1$ 付近では正の反影散乱、$0.3<x<0.7$ では負の核子束縛効果、$x>0.7$ では正の核子の Fermi 運動効果が存在することが分かっている。それらの原子核効果を近似する関数として、x の 3 次関数と $1/(1-x)$ を使用した。原子核質量数 A 依存性は次の様に考えた。原子核の断面積は、一般的に A に比例する体積効果と $A^{2/3}$ で与えられる表面効果で表すことができる ($\sigma_A=A\sigma_V+A^{2/3}\sigma_S$)。これを 1 核子あたりの断面積にすれば ($\sigma_A/A=\sigma_V+\sigma_S/A^{1/3}$) となり、$1/A^{1/3}$ 依存性が予想され、我々はこの A 依存性を用いた。これらの x と A の関数形を用いて、$Q^2=1$ GeV^2 における分布をパラメータを用いて表現し、原子核標的を用いた深非弾性散乱の実験データを χ^2 解析することにより、それらのパラメータの値を決定した。その結果、中間 x 領域の価クォーク分布と小さい x 領域の反クォーク分布を決定することはできるが、その他の領域のクォーク・反クォーク分布の決定は非常に難しいことが判明した。また、原子核内のグルーオン分布を決定することは困難であった。得られた最適分布を他の研究者に利用できるように、我々の数値解析プログラムを web 上で公開した。

47. 偏極陽子・重陽子 Drell-Yan 過程と偏極パートン分布

高エネルギー偏極陽子・陽子反応の理論的定式化は詳しく研究されており、RHIC-Spin プロジェクトを行う基礎となっている。しかし、スピン 1 粒子が関与するハドロン反応は偏極パートン分布との関連で全く研究されていなかった。1999 年当時、RHIC-Spin の次期計画として、偏極重陽子の加速が検討されていたが、新たにどの様な観測量が可能か明らかではなかった。そこで、我々は偏極陽子・重陽子 Drell-Yan 過程の理論的定式化を行い、スピン 1 重陽子の偏極構造関数を Drell-Yan 過程で測定する研究をした [62,63,64]。エルミート性、パリティ保存、時間反転不変性の条件を課した場合、偏極陽子・重陽子 Drell-Yan 過程において、108 個の構造関数が存在することを示した [64]。もちろん、これら全ての構造関数が重要ではない。そこで、レプトン対の横方向運動量で断面積を積分することにより 108 の内の 22 個が有限な量として観測できることを示した。陽子・陽子反応の場合には 11 個が存在するため、新しい 11 個の構造関数が関与することが判明した。我々の研究で、これらの構造関数は全て重陽子のテンソル構造に関係しており、四重極子偏極の反応により観測できることが示された。また、パートン模型の解析により [63]、これらの内の

ツイスト 2 の部分が、スピン 1 粒子に特有な構造関数 b_1 に関係していることが分かった。この偏極陽子・重陽子 Drell-Yan 過程は、特に海クォークの偏極分布を特定するために有効である [62]。2020 年代半ばには、JLab で b_1 の実験が開始されるが、ハドロン加速器施設における偏極陽子・重陽子 Drell-Yan 過程は、異なる x と Q^2 の領域で特に反クォークを特定できる違いがあり、JLab 実験と相補的である。結局、偏極重陽子加速計画は RHIC では実現しなかったが、2020 年時点で、偏極重陽子を固定標的として用いた陽子・重陽子 Drell-Yan 実験の実現に向けて、Fermilab-E1039 プロジェクトが進んでいる。また、我々の定式化は GSI-FAIR や NICA などの他の実験施設、さらに将来の EIC 計画で用いることができる。

48. 最適偏極パートン分布

核子の非偏極パートン分布関数については、CTEQ (Coordinated Theoretical-Experimental Project on QCD) などの理論グループが研究を進め、2000 年時点である程度確立した分布関数が存在した。しかし、偏極パートン分布関数の解析については進んでいなかったため、当時の実験結果を説明する核子内の偏極パートン分布を求める研究を行った [56,61]。EMC による g_1 の測定以来、偏極構造関数が重要な課題として研究されてきたが、グルーオンや各々の海クォークがどの様に核子のスピンに寄与しているかは判明していなかった。そこで、高エネルギースピン物理に興味を持つ理論研究者と実験研究者が集まり、Asymmetry Analysis Collaboration (AAC) として偏極パートン分布に関する共同研究を進めた [61]。この研究目的は、陽子・重陽子・^{3}He の g_1 に関する実験結果を解析し、最適偏極パートン分布を提案することである。$Q^2 = 1$ GeV^2 において、偏極パートン分布を多数のパラメータで表現しておき、その分布を用いてスピン非対称性 A_1 を計算し、χ^2 を最小にするようにパラメータの値を決定した。この様にして最適偏極パートン分布を求めることにより、グルーオン偏極は大きい正の値であり、海クォークの偏極は小さい負の値であることが示された。この解析によれば、陽子スピンのかなりの部分がグルーオンの偏極によるものであった。次に、上記の偏極パートン分布に対する誤差解析を Hessian 法を用いて行った [56]。偏極深非弾性散乱の実験データを χ^2 解析して誤差行列を得ることにより、パートン分布の誤差を評価した。その結果、偏極価クォーク分布は正確に決定できるが、偏極グルーオン分布に対する誤差が非常に大きいことを示した。従って、$\Delta g = 0$ さえも可能であることが分かった。この様に、レプトン散乱の実験結果のみではグルーオン偏極について断言できず、実験的には例えば RHIC における偏極ハドロン散乱の結果に頼らなければならない。我々は得られた分布関数を AAC コードとして公開したが、これは世界の標準模型の一つとして用いられた。

49. 構造関数 h_1 の異常次元と Q^2 発展

横偏極構造関数 h_1 は RHIC-Spin などで研究が行われる。この構造関数 h_1 の Q^2 変化は、1996 年時点で QCD の摂動最低次項のみ知られていた。構造関数の Q^2 発展は、標準的には摂動 2 次項を含む形で行われるため、我々はこの摂動 2 次項を h_1 に対して求めた。つまり、摂動論的 QCD を用いて、横偏極構造関数 h_1 の摂動 2 次項の Q^2 発展を決定する 2 ループ異常次元を計算し、その結果を用いて h_1 の Q^2 発展を研究した [68]。まず、h_1 を摂動論的 QCD で扱うためには演算子を導入する必要があり、それは $O^{\nu\mu_1\cdots\mu_n} = S_n\,\overline{\psi}\,i\,\gamma_5\,\sigma^{\nu\mu_1}\,iD^{\mu_2}\cdots iD^{\mu_n}\,\psi -$ trace terms , $n = 1, 2, ...$ と定義する。裸の演算子とくりこまれた演算子 O_R^n との関係は、くりこみ定数 Z_O を用いて $O_B^n = Z_{O^n} O_R^n$ で与えられる。異常次元は $\gamma_{O^n} = \mu\,\partial(\ln Z_{O^n})/\partial\mu$ により計算され、次元正則化の方法では、くりこみ定数の $1/\epsilon$ 特異性の部分から異常次元が得られる。h_1 は奇カイラル性という性質のためグルーオンは直接異常次元に寄与しない。そこで我々は、寄与する 2 ループの Feynman 図を全て書き出し、Feynman ゲージと minimal subtraction (MS) スキームを採用して異常次元の計算をした。この研究により、h_1 についても摂動第二次項を含んだ解析が可能となった。この研

究で求められた異常次元を逆 Mellin 変換することにより、Altarelli-Parisi 型の微積分方程式で h_1 の Q^2 発展を記述できる。この横偏極に関する発展方程式の数値解を求め [65]、縦偏極の Q^2 発展 [66] と比較することにより、両者の Q^2 発展は異なることが数値的に示された。例えばフレーバー一重項のパートン分布に関しては Q^2 を大きくした場合、横偏極分布の Q^2 変化は縦偏極分布の変化よりも非常に小さい結果を得た。また摂動論的 QCD のフレーバー非対称性分布 $\Delta_T\bar{u} - \Delta_T\bar{d}$ への寄与を Q^2 発展方程式を用いて計算することにより、縦偏極の場合と比較して、その寄与が大きい x 領域に偏っていることが判明した。これらの結果を利用して、RHIC-Spin で研究される様々なスピン非対称性を予測した。

50. パートン模型による原子核構造関数 F_2^A の記述

構造関数 F_2 の原子核補正は EMC (European Muon Collaboration) 効果と呼ばれ、Bjorken-x の領域により、異なるメカニズムが補正効果に関与する。小さい x から大きい x まで、パートン模型による統一的理解を目指して、原子核構造関数 F_2^A とパートン分布関数を研究した [74,75,76]。この模型として、パートン再結合の効果を入れた Q^2 再スケーリング模型を用いた。原子核内の平均核子間距離 2.2 fm は、核子の直径とほぼ同じである。これは、原子核内において核子同士は接近しており、2 つの核子が融合した状態も存在し得ることから、クォークの平均閉じ込め半径が核子半径と異なり、これが F_2^A のスケール変化として現れると考える模型である。また、小さい x 領域においては、パートンの閉じ込め半径が平均核子間距離よりも大きくなり、異なる核子に属するパートンが相互作用する。これが、パートン再結合効果である。これらメカニズムを含む理論模型を設定した。まず、構造関数 $F_2(x)$ をパートン模型で $10^{-3} < x < 0.9$ の領域において計算し、SLAC、EMC、NMC 及び E665 の実験結果と比較検討した [74,75]。この模型では、小さい $x(0.005 < x < 0.1)$ 及び大きい $x(> 0.7)$ ではパートン再結合の効果で、中間の x では Q^2 再スケーリング模型で実験結果は説明された。しかし、非常に小さい $x(< 0.01)$ 領域での理論結果は、解析に用いる核子内のグルーオン分布に大きく依存することが判明した。このパートン模型を核内のグルーオン分布に応用した結果 [76]、小さい x 領域 $(x < 0.02)$ ではパートン再結合の効果によりグルーオン分布は大きく減少し、中間 x 領域 $(0.2 < x < 0.6)$ においては $G_A(x)/G_N(x) \sim 0.9$ となった。この理論結果を、1992 年に発表された NMC の実験結果 $G_{Sn}(x)/G_C(x)$ と比較したが、その実験精度は良くなく、詳しい検討は不可能であった。核内のグルーオン分布の測定については将来の実験に期待した。本研究により、原子核構造関数の大局的性質は、このパートン模型により理解できた。

51. パートン模型による原子核パートン分布関数

上述のパートン再結合の効果を入れた Q^2 再スケーリング模型を用いて、原子核パートン分布関数の新たな現象を予測した。まず、原子核内の $\bar{u} - \bar{d}$ 分布を研究した結果 [73]、核子内で仮にフレーバー対称な分布 $(\bar{u} - \bar{d} = 0)$ であっても、核子間相互作用のため原子核内で有限な分布 $(\bar{u} - \bar{d} \neq 0)$ になることが判明した。従って、現存するタングステン標的を用いた Drell-Yan の実験結果と NMC の結果を直接比較することには注意が必要である。Fermilab において、重陽子や他の原子核を標的とした Drell-Yan 実験が 2020 年代初めに行われるため、原子核内の $\bar{u} - \bar{d}$ 分布の研究は興味ある課題である。次に、我々のパートン模型を用いて、小さい x 領域での原子核内価クォーク分布を研究した [71]。この研究の目的は、原子核の影散乱を説明する二つの代表的な模型であるパートン再結合とベクトル中間子支配 (VMD: Vector Meson Dominance) 模型を判別することである。我々の解析により、再結合模型では価クォーク分布の原子核補正は小さい x で増加することが判明し、VMD 模型と反対の結果となった。この差異はニュートリノ実験で検証することができるが、電子散乱における π 中間子生成の実験でも確かめることができると考えられる。第 3 に、我々が開発した Q^2 発展の数値解法を用いて Q^2 発展の原子核依存性を研究し、NMC の $\partial[F_2^{Sn}/F_2^C]/\partial \ln Q^2$ の実験結果と比較した [69]。その結果、現在得られている原子核内

のパートン分布とDGLAP方程式により、この原子核依存性が部分的に説明できることを示した。しかしパートン再結合の効果を含んだQ^2発展方程式で計算を行った場合には実験値と異なり、高次ツイストに関する詳細な検討が必要であることを示唆した。最後に、重イオン核反応におけるJ/ψ抑制に与える効果を調べた。J/ψ抑制は、クォークとグルーオンの原子核補正が同じであることを仮定して議論されていたが、原子核中心付近と周辺付近で2種類のパートンの原子核補正が大きく異なる場合には、原子核補正効果を正確に取り入れる必要がある。我々はこの原子核効果を調べた結果、グルーオンのEMC効果が5−10%程度の抑制に寄与することを示した。

52. ϕ中間子輻射崩壊を用いたスカラー中間子構造の研究

Gell-MannとZweigのクォーク模型によれば、中間子は$q\bar{q}$、バリオンはqqqのクォーク組成を持つ。これに当てはまらない組成を持つものはエキゾチックハドロンと呼ばれ、長年研究が行われてきた。その中でも、スカラー中間子$f_0(975)$と$a_0(980)$は、軽いu, dクォークの$q\bar{q}$組成を仮定した模型では、強い相互作用による崩壊現象を説明することができないことが知られており、これらは、$s\bar{s}$、$K\bar{K}$分子、テトラクォーク$(qq\bar{q}\bar{q})$、あるいはグルーボール(gg)の構造を持つのではないかと考えられていた。1993年当時、CP対称性の研究を進める加速器施設として、ϕ中間子研究施設がFrascatiとKEKにおいて検討されていた。本研究では、ϕ中間子研究施設において、スカラー中間子S [$f_0(975)$,$a_0(980)$]の構造を$\phi \to S\gamma$の遷移率測定から決定する研究をした[77]。$\phi \to S\gamma$は電気双極子遷移である。電気双極子演算子は空間距離に比例しているため、$\phi \to S\gamma$の遷移率はSの内部構造に大きく依存する。実際、理論計算を行った結果、もしSが$K\bar{K}$の束縛状態の場合には、この崩壊幅がかなり大きくなることが判明した[BR(4×10^{-5})]。これは、$K\bar{K}$がゆるい束縛状態であるため$K\bar{K}$間の平均距離が大きく、従って$\phi \to S\gamma$の電気双極子遷移率が大きくなるからである。また、Sが$q\bar{q}$あるいはグルーボールの場合には崩壊幅はこれより大幅に小さくなる[BR$(10^{-5} - 10^{-6})$]。この様にして、ϕ中間子研究施設においてS中間子構造の研究ができることを示した。さらに、$\phi \to S\gamma \to K_0\bar{K}_0\gamma$の過程が、$\phi$中間子研究施設においてCP保存の破れを測定する上で重要なバックグランドになる可能性があったが、我々の研究で、その過程はCP保存の破れの実験に大きな影響を及ぼさないことが判明した。その後、この輻射崩壊幅が実験的に測定され、これらの中間子がテトラクォークあるいは$K\bar{K}$分子の構造を持つことが示された。

53. 構造関数のQ^2発展方程式の数値解

構造関数のQ^2発展を記述する微積分方程式であるDGLAP方程式は、QCDの摂動高次項を含む場合には複雑な分岐関数で与えられており、容易に解くことはできない。そこで、構造関数のQ^2発展方程式の数値解を、Laguerre多項式を用いた方法[72,78]とEulerの方法[65,66,70]で求めた。まず、パートン分布と分岐関数を、Laguerre多項式で展開して微積分方程式の数値解を求めた。その結果、10程度の多項式を取れば、$0.05 < x < 0.5$の領域で精度良く数値解が得られた。しかも計算に要する時間は1994年当時のSUN-IPXで数秒程とかなり実用的であった。小さいx、例えばx=0.01ではフレーバー非一重項の構造関数の場合、やや精度が落ち20の多項式を取って10 %程度であった。大きいx（x >0.8）においても精度は良くないが、構造関数自体非常に小さいので実用上問題はない。従って、小さいxと大きいx領域においてやや精度が落ちるがは、通常用いられるx領域においては、このLaguerre多項式の方法は効果的で精度良い方法として使用できる。Eulerの方法は、単純にxとQ^2を小さい区間に分割して微分と積分を行う方法であるが、この方法は上述の小さいx領域における難点を補うことができる。数値解析の結果、xをl000区間にQ^2を200区間に分割して微積分をすれば、$0.0001 < x < 0.8$の範囲内において2 %以上の精度で解が求められることが分かった。次に、この数値解法を用いて縦偏極パートン分布のQ^2発展を研究した[66]。偏極構造関数g_1とスピン非対称性A_1のQ^2依存性を、摂動

最低次項のみと摂動第二次項を含む発展方程式で解析して、摂動第二次項の効果を明らかにした。特に、多くの実験解析で非対称性 A_1 の Q^2 依存性を無視して g_1 が求められていたが、我々の理論研究では、小さい Q^2 領域 ($Q^2 < 2$ GeV^2) の A_1 に顕著な Q^2 依存性が存在することが確認された。この研究により、正確に g_1 を求めるには、スピン非対称性 A_1 の Q^2 依存性を考慮に入れて解析をしなければいけないことが判明した。さらに、横偏極パートン分布の Q^2 発展についても研究した [65]。これらの研究で得られたコードを、他の研究者が利用できる様に web 上に公開した。

54. 反クォーク分布のフレーバー非対称性 $\bar{u} - \bar{d}$, $(\bar{u} + \bar{d})/2 - \bar{s}$

反クォーク分布関数は、グルーオンからの摂動論的分岐過程 $g \to q\bar{q}$ で主に生成されていると考えられ、軽い反クォークの分布は同じであると仮定されていた。しかし、ストレンジクォーク分布が $\bar{u}, \bar{d}$ の半分程度である $[(\bar{u} + \bar{d})/2 \approx \bar{s}]$ ことは、ニュートリノ反応における $\mu^+\mu^-$ 生成現象から示唆され、NMC (New Muon Collaboration) による Gottfried 総和則の破れの発見から $\bar{u} \neq \bar{d}$ についても明らかになった。QCD の摂動効果によって生じるフレーバー非対称反クォーク分布は摂動 2 次項に起因するため、その効果は $Q^2 \geq 4$ GeV^2 の領域においては実験結果よりはるかに小さい。従って、それらのフレーバー非対称分布は核子の非摂動メカニズムに原因があると考えられる。そこで、非摂動効果として、中間子雲が及ぼす核子の反クォーク分布への影響について調べた。まず、SU(3) フレーバー非対称分布 $(\bar{u} + \bar{d})/2 - \bar{s}$ を計算した。この模型には、パラメーターとして πNN 形状因子内に運動量カットオフが存在するが、これを $(\bar{u} + \bar{d})/2 - \bar{s}$ の実験値から決定し、単極形状因子の場合は 0.7 GeV 程度であった。これは、1 中間子交換ポテンシャルから予想される 1.4 GeV 程度の固い πNN の形状因子とは異なることを指摘した [82]。このカットオフ・パラメーターを $(\bar{u} + \bar{d})/2 - \bar{s}$ で固定し、SU(2) フレーバー非対称分布 $\bar{u} - \bar{d}$ を理論的に予測した。1991 年、NMC によって $\bar{u}$ 分布は $\bar{d}$ 分布と異なることが示唆されたが、我々の模型計算で $\int dx(\bar{u} - \bar{d}) = -0.06$ が得られ、NMC の結果が π 中間子雲の寄与で説明されることを指摘した [81,82]。次に、この NMC 実験とは別に、ニュートリノ散乱や Drell-Yan の実験で $\bar{u}(x) - \bar{d}(x)$ を測定することが可能であることを示した [67,73,79,80]。論文 [67] ではフレーバー非対称分布に関する歴史的背景、摂動論的 QCD の寄与、様々な理論模型、過去の実験結果、将来的な研究の可能性についてまとめた。

55. 構造関数 $b_1(x)$ の総和則

荷電レプトン深非弾性散乱において、スピン 1/2 の核子には 4 つの構造関数 F_1, F_2, g_1, g_2 が存在する。スピン 1 の重陽子に対しては、さらに 4 つの偏極構造関数 b_{1-4} が存在することが 1989 年に示された。新たな構造関数の内、ツイスト 2 の構造関数 b_1 と b_2 はスケーリング極限において Callan-Gross 関係式に類似する $2xb_1 = b_2$ で結びついており、b_3 と b_4 は高次ツイスト構造関数であるため、我々は、まず構造関数 b_1 の総和則を導出した。パリティー保存と時間反転不変性が成立すれば、重陽子などのスピン 1 粒子の電磁気モーメントで、スピン 1/2 の核子に存在しないものは電気四重極子モーメントである。従って、b_1 の総和は電気四重極子モーメントに関連すると考え、パートン模型を用いて総和則を導いた。b_1 の積分値をパートン分布関数で表現し、次に光子・ハドロン弾性散乱のヘリシティー振幅を電気的形状因子と電気四重極形状因子で表し、それらの間の関係式を求めた。これにより、反クォークが偏極していない場合には、総和則 $\int dx b_1(x) = \lim_{t\to 0}(5t/12)\, F_Q(t) = 0$ が成立することを示した [83]。ここで、$F_Q(t \to 0)$ はスピン 1 粒子の電気四重極子モーメントである。また、反クォークがテンソル偏極している場合には、重陽子 b_1 の総和則は $\int dx\, b_1(x) = -\lim_{t\to 0} \frac{5}{24}\, t\, F_Q(t) + \sum_i e_i^2 \int dx\, \delta_{_T}\bar{q}_i(x)$ であり [83]、これは同様にパートン模型を用いて得られる Gottfried 総和則と反クォーク・フレーバー非対称補正 $\left\{\int (dx/x)\,[F_2^p(x) - F_2^n(x)] = (1/3) + (2/3)\int dx\,[\bar{u}(x) - \bar{d}(x)]\right\}$ に類似する関係式であ

る。この総和則はHERMESにより検討され[A. Airapetian *et al.* PRL 95 (2005) 242001]、$\int_{0.002}^{0.85} dx\, b_1(x) = \frac{1}{2}[1.05 \pm 0.34(\text{stat}) \pm 0.35(\text{sys})] \times 10^{-2}$ が得られた。ここで1/2因子を入れて総和を1核子あたりにした。これは、有限な反クォーク・テンソル分布を示唆し、従来の重陽子模型では理解できないため原因究明が必要である。この状況は、Gottfried総和則の破れの発見が、反クォークのフレーバー依存性とその非摂動的メカニズムの研究分野を創り出した状況に似ており、新しい分野の開拓が期待される。なお2020年代半ばに、詳細な b_1 実験がJLabにおいて行なわれる予定である。

56. 局所EMC効果

核子構造関数の原子核補正はEuropean Muon Collaboration (EMC) によって発見され、EMC効果と呼ばれている。原子核構造関数は深非弾性レプトン散乱によって研究されるが、レプトンは原子核の構成粒子全てと反応するため、原子核全体の性質を反映する物理量である。しかしながら、原子核内の局所性、つまり原子核内のどの核子とレプトンが反応したかの情報を得ることは、原子核効果のメカニズムを調べるために、また応用上の目的から必要である。例えば、重イオン衝突における J/ψ 抑制は、クオーク・グルーオンプラズマが生成された証拠である可能性があるが、反応のイベントを全横方向エネルギー E_T の大きさで中心と周辺の衝突に分離するため、局所EMC効果の把握が必要である。そこで、EMC効果の局所性について理論的に研究し、実験面の検証を検討した[84]。EMC効果は原子核結合模型、Q^2 再スケーリング模型、π 中間子模型などによって説明されているが、いずれも原子核内で平均された効果として研究されていた。他方で、$(e, e'p)$ 実験においては、終状態の陽子が原子核内の $1s$ や $1p$ 等のどの状態から放出されたかの情報を持っており、原子核の局所効果を知ることができる。同様に、実験過程を工夫すれば、局所的なEMC効果について研究することができる。局所EMC効果を原子核結合模型と Q^2 再スケーリング模型を用いて理論的に調べた。原子核として ^{19}F を考え、理論模型として密度依存Hartree-Fock法を用いた。EMC効果は、特に系の束縛エネルギーと半径に依存するため、それら双方の実験値を説明できる理論模型として密度依存Hartree-Fock法を採用し、核子の準位 $1s$, $1p$, $1d$ の波動関数を用いて局所EMC効果を計算した。その結果、EMC効果は原子核の中心部において大きく、表面部においては小さいことが判明した[84]。1990年時点で、この現象に関連した実験として、Fermilab-E745やBEBC (Big European Bubble Chamber) の泡箱を使用した実験結果があったが、局所EMC効果を顕著に示しているとは言い難い。従って局所EMC効果の実験的検証については将来に期待した。

57. “原子核”周辺の偏極した真空の励起状態

1988年当時、ドイツGSIのウラン・ウラン衝突実験で観測された陽電子のピークが説明できない問題があった。我々は、量子電気力学 (QED) を用いてこの問題を研究した。この重イオン衝突では、ウランの原子番号が92であるため、184の総電荷が存在する。QEDの微細構造定数 $\alpha(\simeq 1/137)$ は小さいため、QEDの理論計算では通常、摂動論の手法が用いられる。しかし、今回の重イオン衝突では、電荷184が $1/\alpha$ よりも大きいため摂動論を用いることができない。そこで、1+1次元のQED問題をボゾン化することにより、QEDの非摂動問題を取り扱った。ここで、1+1次元とは時間と空間動径座標 (r) を意味する。理論的に取り扱うことができる様に問題を簡略化し、大きい原子番号 (Z∼180) を有する仮想的“原子核”の回りの偏極した真空の励起状態を調べた[91]。1+1次元の場の理論においては、フェルミオンはボゾン場によって記述できることが知られている。これを利用して、1+1次元のQEDのHamiltonianをボゾン化した。この“原子核”回りの電子雲の空間分布をボゾン場で表し、基底状態からの励起を考えた。その結果、電子雲の振動が、2つの独立した微分方程式で記述できることが分かった。これらの微分方程式を解くことにより、“原子核”の回りの偏極した真空には少なくとも二つの安定な励起状態があることを示した。この“原子核”の半径をパラメーターとして決定し、これらの励起エネルギー

は 1.8 MeV と 1.5 MeV となった。これらは GSI で測定された陽電子のエネルギーにほぼ対応しており、QED の集団励起状態によって実験が説明できる可能性を示唆した。その後、GSI の実験については再検討がなされ、異常な陽電子ピークはなくなった。しかしながら、我々の QED の非摂動理論は、仮想的な球対称で原子番号 180 を持つ原子核を仮定しているものの、適切に QED を非摂動的に解いたものであり、その励起状態が存在することに変わりはない。なお、論文 [91] の査読者から、この研究は "ingenious" との評価を受けた。将来、この様な QED の非摂動的集団励起状態が実験で発見されることを期待する。

58. N-Δ 遷移四重極子モーメント

原子核には、パンケーキや葉巻の様に変形したものが存在し、実験的には電気四重極子モーメントとして観測される。例えば、重陽子には電気四重極子モーメント 0.29 fm^2 があり、小さいながら葉巻型の変形を持つ。この変形は、核力のテンソル力に起因していることが知られており、原子核の形状を調べることは、核子相互作用と多体系の性質を知るための有効な手段である。それに対して、ハドロンの形状に関しては、1988 年当時、未知の課題であった。クォーク間のグルーオン交換力においてもテンソル力が存在し、π 中間子雲についても核子スピンとの相関があることから、核子も変形していると考えられる。しかし、スピン 1/2 核子には、観測量としての電気四重極子モーメントが存在しないため、スピン 3/2 の Δ 粒子を用いることを考えた。他方で、Δ の寿命は非常に短いため安定な標的として用いることはできない。そこで、N-Δ 遷移四重極子モーメントに関して研究した。課題 61 に述べる Δ 電磁気モーメントの研究によって、$\pi N \to \pi N\gamma$ における光子のエネルギー (k <120 MeV) は四重極子モーメントの測定には不十分であることが分かった。これに対して、N-Δ 遷移の運動量移行は 400 MeV 程度であり、四重極子モーメントのような微細な量も測定できる可能性がある。イリノイ大学では原子核実験グループの Bates 研究所における $N(e,e'\gamma)$ と $N(e,e'\pi)$ の実験提案に参加し、$N(e,e'\gamma)$ 反応における N-Δ 遷移四重極子モーメントの役割を理論的に示した [86]。Δ の静止系において、もし有限な四重極子モーメントがあれば $N(e,e'\gamma)$ の断面積は双極子放射の形状から変化することを指摘し、また電子の散乱面以外の光子放射過程でも四重極子モーメントが測定できる可能性を示した。他方で、π 中間子雲の N-Δ 遷移四重極子モーメントへの貢献が計算でき [88]、$Q(N \to \Delta)$=+0.02−i0.09 fm^2 が得られた。この値は、クォーク間のテンソル力で計算されるより大きく、実験で測定される四重極子モーメントは単純にクォーク間のテンソル力で与えられる量とはならない。

59. フラックス·チューブ模型によるハドロンの崩壊現象

ハドロンの崩壊現象を調べることは、ハドロンの内部構造を探る有効な手段である。光子輻射崩壊過程は、クォーク模型を用いて比較的容易に記述できる。しかし、1987 年当時、強い相互作用による崩壊現象の理論的記述には適切なものがなかった。そこで、ハドロン分光において成功し、格子 QCD から得られる長距離力と一致するフラックス・チューブ模型を用いて、ハドロンの強い崩壊現象を研究した [85,89]。格子 QCD および Regge 軌跡から、クォーク・反クォーク間に距離に比例する線形ポテンシャルが得られる。これは、クォーク・反クォーク間のカラー電場が、3 次元空間に広がらず、クォークと反クォークを結ぶ直線方向のみに広がる一次元的に絞られた状態にあることを示唆する。この一次元的なカラー電束を、カラー・フラックスチューブと呼ぶ。まず、中間子崩壊の現象を調べた [89]。この研究は、ハドロンの崩壊現象をフラックス・チューブ模型により説明し、原子核現象に重要な核子や Δ の構造の記述を目的としたものである。1 次元カラー電場中の $q\bar{q}$ 生成は、$^3S_1$ の状態にあるが、もし仮に，フラックスチューブあるいはハドロン弦の状態が完全に一次元的なものではない場合，横方向の角度平均を取れば $^3P_0$ の状態で $q\bar{q}$ が生成される。そこで、$q\bar{q}$ 対が中間子の色電場の中に $^3S_1$ あるいは $^3P_0$ の状態で生成されるとして、$\rho \to 2\pi$、$b_1 \to \pi\omega$ などの崩壊を研究し、これらの崩壊幅が終状態の相互作用や π

中間子の大きさにどのように依存するかを調べた。その結果、$^3S_1$ と $^3P_0$ の両方の模型によって、これらの崩壊幅が説明可能であることが分かった。この $q\bar{q}$ 生成機構を利用して核子内のフラックスチューブを分裂させることができ、この模型でバリオンの崩壊現象を記述した。この崩壊過程を、核子と中間子の結合に使用することにより，２つの核子間の長距離相互作用が記述できる。つまり、湯川相互作用である中間子交換は，カラー・フラックスチューブの一部が取れて，それが他方のバリオンに結合することによって起こると解釈できる [85]。

60. y スケーリングと原子核現象におけるクォークの効果

原子核の強い相互作用部分の基本相互作用は量子色力学 (QCD) である。従って、原子核は QCD によりクォーク・グルーオンの自由度により記述されるべきである。特に、原子核内の核子間距離は核子の直径とほぼ同程度であり、通常の原子核においてすでに核子の重なりはあるものと思われるが、原子核現象における明らかなクォークの効果は認められていない。つまり、原子核現象にはクォークの効果があるはずであるが、原子核の構造と反応には、あらわにクォークの効果を入れる必要はなく、原子核は有効自由度である核子と中間子で記述される。この疑問に答えるために、単純なクォーク模型とその有効模型を用いて原子核の観測量を計算し、２つの結果を比較することにより、クォークの効果が現れるかどうかを理論的に調べた [90]。具体的には、調和振動子ポテンシャルに束縛された二つのハドロンの応答関数を、クォーク模型とハドロン模型の両方で計算し比較検討した。クォーク模型として Lenz らの提案した模型を用い、この模型から導かれる断熱ポテンシャルをハドロン模型におけるハドロン間の相互作用として採用した。これらの模型で計算される“原子核”の形状因子と応答関数を比較することにより、二つの差異は非常に小さいことがわかった。従って、従来のハドロンによる原子核の記述は正確であり、原子核現象におけるクォークの効果を発見することは困難であることが示唆された。y スケーリングとは、電子・原子核散乱の縦方向応答関数が、核子の縦方向運動量 $y = \hat{q} \cdot \vec{p}$ のみの運動量分布で表されることを言う。本研究結果によれば、クォーク模型とハドロン模型による縦方向応答関数の差異は小さく、y スケーリングによって核子の運動量分布がより良い精度で測定できるものと思われる。また、ハドロンの大きさを原子核内で変化させるという単純な模型では、クォークの運動量分布を説明できても形状因子や応答関数などの他の現象は説明できないことが判明した。

61. Δ の電磁気モーメント

ハドロン電磁気モーメントの研究は、ハドロンの内部構造を探るための有効な手段である。特に、バリオンの磁気双極子モーメントはクォーク模型の検証に非常に重要な役割を果たしたが、バリオン八重項以外の双極子モーメントについては、あまり知られていなかった。たとえば、Δ の寿命は約 10^{-22} 秒であり、通常の測定方法を用いることはできない。そこで、我々は π 中間子・核子の制動輻射を用いて、Δ の電磁気モーメントを測定する可能性を研究した [87,92]。1980 年代には、クォーク間のグルーオン交換による相互作用にはテンソル力があるため Δ が変形することが予想されており、Δ の電気四重極子モーメントにも関心が高まっていた。まず、我々がアイソバー模型を用いて π 中間子雲の Δ 電磁気モーメントへの貢献を調べてみたところ、$\mu(\Delta^{++}) = -0.4 + i\,0.6\,\mu_p$ と $Q(\Delta^{++}) = +0.2 + i\,0.05\,\mathrm{fm}^2$ の結果を得た。SU(6) 模型による予測値 $\mu(\Delta^{++}) = 2\,\mu_p$ と比較すれば、π 中間子雲の磁気双極子モーメントへの貢献は 25 %程度であるが、電気四重極子モーメントへの貢献はクォーク間のテンソル力で予想されるよりもかなり大きい値となった。Δ の質量に対する π 中間子雲の効果は、実数部分が質量の変化、虚数部分が崩壊幅であることが知られており、本研究で、Δ の電磁気モーメントに対しても虚数部分があることを示した。非偏極 π 中間子・核子制動輻射の断面積が、Δ の磁気双極子モーメントと電気四重極子モーメントにどの様に依存するかを示した。しかし、非偏極断面積から正確に磁気モーメントを決定

することは困難であった。そこで我々は、この制動輻射過程において標的の陽子を偏極することにより、双極子モーメントの高精度測定が可能となることを指摘した。この理論予想は 1990 年に発表された Paul Scherrer 研究所の実験により確認され、Δ^{++} の磁気双極子モーメントは $1.62\,\mu_p$ となった [A. Bosshard *et al.*, PRL 64 (1990) 2619]。しかし、電気四重極子モーメントの散乱断面積への影響は非常に小さく、これを測定することは制動輻射過程では困難であることが判明した。

1. Tensor-polarized parton distribution functions of the deuteron by a convolution model,
   S. Kumano, Kenshi Kuroki,
   Phys. Rev. D 114 (2026) 094010, 1-9.
2. First determination of fragmentation functions in an exotic-hadron candidate,
   S. Kumano,
   Phys. Rev. D 114 (2026) L071501, 1-5.
3. Twist-2 relations for the twist-3 tensor-polarized distribution function f_{LT} of a spin-1 hadron by the operator-product-expansion method,
   S. Kumano, Kenshi Kuroki
   Phys. Lett. B 880 (2026) 140741, 1-4.
4. Generalizing the Soffer Bound: Positivity Constraints on Parton Distributions of Spin-3/2 Particles,
   Dongyan Fu, Yubing Dong, S. Kumano, Ju-Jun Xie
   Phys. Rev. D 113 (2026) L111901, 1-7.
5. Tensor-polarized twist-3 parton distribution functions $f_{LT}(x)$ for the spin-1 deuteron by using twist-2 relations,
   S. Kumano, Kenshi Kuroki
   Phys. Lett B 875 (2026) 140348, 1-5.
6. Existence of nuclear modifications of the nucleon longitudinal-transverse structure-function ratio, S. Kumano,
   Phys. Rev. C 113 (2026) 015206, 1-6.
7. Semi-inclusive deep inelastic scattering off a tensor-polarized spin-1 target,
   Jing Zhao, Alessandro Bacchetta, Shunzo Kumano, Tianbo Liu, Ya-jin Zhou,
   J. High Energy Phys. 12 (2025) 067, 1-34.
8. Transversity generalized parton distributions of the Δ with the diquark spectator model,
   Dongyan Fu, Yubing Dong, S. Kumano,
   Phys. Rev. D 112 (2025) 096027, 1-10.
9. Exploring baryon resonances with transition generalized parton distributions: status and perspectives, S. Diehl *et al.* (S. Kumano, 15th author),
   arXiv:arXiv:2405.15386 [hep-ph], submitted to European Physical Journal A.
10. Parton distribution functions and fragmentation functions of spin-1 hadrons,
    S. Kumano,
    Euro. Phys. J. A 60 (2024) 205, 1-14.
11. Transversity generalized parton distributions in spin-3/2 particles,
    Dongyan Fu, Yubing Dong, S. Kumano,
    Phys. Rev. D 109 (2024) 096006, 1-18.
12. Pion-production cross sections in neutrino reactions for studying generalized parton distributions of the nucleon,
    Xurong Chen, S. Kumano, R. Kunitomo, Siyu Wu, Ya-Ping Xie,
    Euro. Phys. J. A 60 (2024) 208, 1-18.

13. Precision studies of QCD in the low energy domain of the EIC,
V. D. Burkert *et al.* (S. Kumano 71th author),
Prog. Part. Nucl. Phys. 131 (2023) 104032, 1-74.

14. 50 Years of Quantum Chromodynamics,
F. Gross *et al.* (S. Kumano 46th author),
Eur. Phys. J. C 83 (2023) 1125, 1-636.

15. Equation-of-motion and Lorentz-invariance relations for tensor-polarized parton distribution functions of spin-1 hadrons,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
Phys. Lett. B 826 (2022) 136908, 1-5.

16. 日本の核物理の将来レポート, 2021 年版,
永江知文 他、熊野俊三 第 7 章「核子構造の物理」担当,
原子核研究 第 66 巻 Supplement 2 号 (2021) 1-316.

17. Twist-2 relation and sum rule for tensor-polarized parton distribution functions of spin-1 hadrons,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
J. High Energy Phys. 09 (2021) 141, 1-22.

18. Science Requirements and Detector Concepts for the Electron-Ion Collider:
EIC Yellow Report, R. Abdul Khalek *et al.* (S. Kumano 150th author;
Sec. 7.5.2, Neutrino physics by S. Kumano and R. Petti),
arXiv:2103.05419.

19. On the physics potential to study the gluon content of proton and deuteron at NICA SPD,
A. Arbuzov, A. Bacchetta, M. Butenschoen, F.G. Celiberto, U. D'Alesio, M. Deka, I. Denisenko, M. G. Echevarria, A. Efremov, N. Ya. Ivanov, A. Guskov, A. Karpishkov, Ya. Klopot, B. A. Kniehl, A. Kotzinian, S. Kumano, J.P. Lansberg, Keh-Fei Liu, F. Murgia, M. Nefedov, B. Parsamyan, C. Pisano, M. Radici, A. Rymbekova, V. Saleev, A. Shipilova, Qin-Tao Song, O. Teryaev,
Prog. Nucl. Part. Phys. 119 (2021) 103858, 1-43. (arXiv:2011.15005)

20. Transverse-momentum-dependent parton distribution functions up to twist 4 for spin-1 hadrons,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
Phys. Rev. D 103 (2021) 014025, 1-18.

21. Deuteron polarizations in proton-deuteron Drell-Yan process for finding gluon transversity,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
Phys. Rev. D 101 (2020) 094013, 1-8.

22. Gluon transversity in polarized proton-deuteron Drell-Yan process,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
Phys. Rev. D 101 (2020) 054011, 1-22.

23. ハドロンの重力形状因子
熊野俊三
原子核研究 第 64 巻 1 号 (2019) 76-89.

24. Hadron tomography by generalized distribution amplitudes in pion-pair production process $\gamma^*\gamma \to \pi^0\pi^0$ and gravitational form factors for pion,
S. Kumano, Qin-Tao Song, O. V. Teryaev,
Phys. Rev. D 97 (2018) 014020, 1-28.

25. Tensor-polarized structure function b_1 in standard convolution description of deuteron,
W. Cosyn, Yu-Bing Dong, S. Kumano, M. Sargsian,
Phys. Rev. D 95 (2017) 074036, 1-13.

26. Towards a unified model of neutrino-nucleus reactions for neutrino oscillation experiments,
S. X. Nakamura, H. Kamano, Y. Hayato, M. Hirai, W. Horiuchi, S. Kumano, T. Murata,
K. Saito, M. Sakuda, T. Sato, Y. Suzuki,
Rept. Prog. Phys. 80 (2017) 056301, 1-38.

27. First Monte Carlo analysis of fragmentation functions from single-inclusive e^+e^- annihilation,
N. Sato, J. J. Ethier, W. Melnitchouk, M. Hirai, S. Kumano, A. Accardi,
Phys. Rev. D 94 (2016) 114004, 1-21.

28. Impacts of B-factory measurements on determination of fragmentation functions from electron-positron annihilation data,
M. Hirai, H. Kawamura, S. Kumano, K. Saito,
PTEP 2016 (2016) 113B04, 1-19.

29. Theoretical estimate on tensor-polarization asymmetry in proton-deuteron Drell-Yan process,
S. Kumano, Qin-Tao Song,
Phys. Rev. D 94 (2016) 054022, 1-10.

30. Accessing proton generalized parton distributions and pion distribution amplitudes with the exclusive pion-induced Drell-Yan process at J-PARC,
T. Sawada, Wen-Chen Chang, S. Kumano, Jen-Chieh Peng, S. Sawada, K. Tanaka,
Phys. Rev. D 93 (2016) 114034, 1-17.

31. Constituent-counting rule in photoproduction of hyperon resonances,
Wen-Chen Chang, S. Kumano, T. Sekihara,
Phys. Rev. D 93 (2016) 034006, 1-7.

32. Constraint on $K\bar{K}$ compositeness of the $a_0(980)$ and $f_0(980)$ resonances from their mixing intensity,
T. Sekihara, S. Kumano,
Phys. Rev. D 92 (2015) 034010, 1-15.

33. The Physics of the B Factories,
A. J. Bevan *et al.* (S. Kumano 47th author),
Eur. Phys. J. C 74 (2014) 3026, 1-928.

34. Tomography of exotic hadrons in high-energy exclusive processes,
H. Kawamura, S. Kumano,
Phys. Rev. D 89 (2014) 054007, 1-13.

35. Determination of compositeness of the $\Lambda(1405)$ resonance from its radiative decay,
T. Sekihara, S. Kumano,
Phys. Rev. C 89 (2014) 025202, 1-12.

36. 日本の核物理の将来レポート
青井孝 他、熊野俊三 2.6 節「核子構造」担当
原子核研究 第 57 巻 Supplement 2 号 (2013) 1-312.

37. Determination of exotic hadron structure by constituent-counting rule
for hard exclusive processes,
H. Kawamura, S. Kumano, T. Sekihara,
Phys. Rev. D 88 (2013) 034010, 1-12.

38. Numerical solution of Q^2 evolution equations for fragmentation functions,
M. Hirai, S. Kumano,
Comput. Phys. Commun. 183 (2012) 1002-1013.

39. Test of CDF dijet anomaly within the standard model,
H. Kawamura, S. Kumano, Y. Kurihara,
Phys. Rev. D 84 (2011) 114003, 1-11.

40. Strong three-body decays of $\Lambda_c(2940)^+$,
Yubing Dong, A. Faessler, T. Gutsche, S. Kumano, V. E. Lyubovitskij,
Phys. Rev. D 83 (2011) 094005, 1-6.

41. Clustering aspects in nuclear structure functions,
M. Hirai, S. Kumano, K. Saito, T. Watanabe,
Phys. Rev. C 83 (2011) 035202, 1-10.

42. Radiative decay of $\Lambda_c(2940)^+$ in a hadronic molecule picture,
Yubing Dong, A. Faessler, T. Gutsche, S. Kumano, V. E. Lyubovitskij,
Phys. Rev. D 82 (2010) 034035, 1-6.

43. Tensor-polarized quark and antiquark distribution functions in a spin-one hadron,
S. Kumano,
Phys. Rev. D 82 (2010) 017501, 1-4.

44. Using branching processes in nuclei to reveal dynamics of large-angle two-body scattering,
S. Kumano, M. Strikman,
Phys. Lett. B 683 (2010) 259-263.

45. Novel two-to-three hard hadronic processes and possible studies of
generalized parton distributions at hadron facilities,
S. Kumano, M. Strikman, K. Sudoh,
Phys. Rev. D 80 (2009) 074003, 1-19.

46. Determination of gluon polarization from deep inelastic scattering and collider data,
M. Hirai, S. Kumano,
Nucl. Phys. B 813 (2009) 106-122.

47. J-PARC における高エネルギーハドロン物理
熊野俊三
原子核研究、第 53 巻 2 号 (2009) 74-84.

48. Projections of structure functions in a spin-one hadrons,
T.-Y. Kimura, S. Kumano,
Phys. Rev. D 78 (2008) 117505, 1-4.

49. Proposal for exotic-hadron search by fragmentation functions,
M. Hirai, S. Kumano, M. Oka, K. Sudoh,
Phys. Rev. D 77 (2008) 017504, 1-4.

50. Determination of nuclear parton distribution functions and their uncertainties
in next-to-leading order,
M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai,
Phys. Rev. C 76 (2007) 065207, 1-16.

51. Determination of fragmentation functions and their uncertainties,
M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai, K. Sudoh,
Phys. Rev. D 75 (2007) 094009, 1-17.

52. Determination of polarized parton distribution functions with recent data
on polarization asymmetries,
M. Hirai, S. Kumano, N. Saito,
Phys. Rev. D 74 (2006) 014015, 1-11.

53. Nuclear modification difference between u_v and d_v distributions
and its relation to NuTeV $\sin^2\theta_W$ anomaly,
M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai,
Phys. Rev. D 71 (2005) 113007, 1-6.

54. Comparison of numerical solutions for Q^2 evolution equations,
S. Kumano, T.-H. Nagai,
J. Comput. Phys. 201 (2004) 651-664.

55. Nuclear parton distribution functions and their uncertainties,
M. Hirai, S. Kumano, T.-H. Nagai,
Phys. Rev. C 70 (2004) 044905, 1-10.

56. Determination of polarized parton distribution functions and their uncertainties,
M. Hirai, S. Kumano, N. Saito,
Phys. Rev. D 69 (2004) 054021, 1-10.

57. Nuclear modification of transverse longitudinal structure function ratio,
M. Ericson, S. Kumano,
Phys. Rev. C 67 (2003) 022201, 1-4.

58. Modified Paschos-Wolfenstein relation and extraction of weak mixing angle $\sin^2\theta_W$,
S. Kumano,
Phys. Rev. D 66 (2002) 111301, 1-5.

59. Polarized light anti-quark distributions in a meson cloud model,
S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Rev. D 65 (2002) 034012, 1-14.

60. Determination of nuclear parton distributions,
M. Hirai, S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Rev. D 64 (2001) 034003, 1-15.

61. Polarized parton distribution functions in the nucleon,
Y. Goto, N. Hayashi, M. Hirai, H. Horikawa, S. Kumano, M. Miyama, T. Morii, N. Saito,
T.-A. Shibata, E. Taniguchi, T. Yamanishi (Asymmetry Analysis Collaboration),
Phys. Rev. D 62 (2000) 034017, 1-18.

62. Proton-deuteron asymmetry in Drell-Yan processes and polarized
light anti-quark distributions,
S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Lett. B 479 (2000) 149-155.

63. Structure functions in the polarized Drell-Yan processes with spin 1/2 and spin 1 hadrons:
II. Parton model,
S. Hino, S. Kumano,
Phys. Rev. D 60 (1999) 054018, 1-12.

64. Structure functions in the polarized Drell-Yan processes with spin 1/2 and spin 1 hadrons: I. General formalism,
S. Hino, S. Kumano,
Phys. Rev. D 59 (1999) 094026, 1-16.

65. Numerical solution of Q^2 evolution equation for the transversity distribution $\Delta_T q$,
M. Hirai, S. Kumano, M. Miyama,
Comput. Phys. Commun. 111 (1998) 150-166.

66. Numerical solution of Q^2 evolution equations for polarized structure functions,
M. Hirai, S. Kumano, M. Miyama,
Comput. Phys. Commun. 108 (1998) 38-55.

67. Flavor asymmetry of anti-quark distributions in the nucleon,
S. Kumano,
Phys. Rept. 303 (1998) 183-257.

68. Two-loop anomalous dimensions for the structure function h_1,
S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Rev. D 56 (1997) R2504-R2508.

69. Nuclear dependence of Q^2 evolution in the structure function F_2,
S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Lett. B 378 (1996) 267-271.

70. Numerical solution of Q^2 evolution equations in a brute force method,
M. Miyama, S. Kumano,
Comput. Phys. Commun. 94 (1996) 185-215.

71. Nuclear shadowing in the structure function $F_3(x)$,
R. Kobayashi, S. Kumano, M. Miyama,
Phys. Lett. B 354 (1995) 465-469.

72. FORTRAN program for a numerical solution of the nonsinglet Altarelli-Parisi equation,
R. Kobayashi, M. Konuma, S. Kumano,
Comput. Phys. Commun. 86 (1995) 264-278.

73. SU(2)-flavor-symmetry breaking in nuclear anti-quark distributions,
S. Kumano,
Phys. Lett. B 342 (1995) 339-344.

74. Nuclear shadowing in a parton recombination model: Q^2 variation,
S. Kumano,
Phys. Rev. C 50 (1994) 1247-1248.

75. Nuclear shadowing in a parton recombination model,
S. Kumano,
Phys. Rev. C 48 (1993) 2016-2028.

76. Nuclear gluon distributions in a parton model,
S. Kumano,
Phys. Lett. B 298 (1993) 171-175.

77. Scalar mesons in ϕ radiative decay: Their implications for spectroscopy and for studies of CP violation at ϕ factories,
F. E. Close, N. Isgur, S. Kumano,
Nucl. Phys. B 389 (1993) 513-533.

78. A FORTRAN program for numerical solution of the Altarelli-Parisi equations by the Laguerre method,
S. Kumano, J. T. Londergan,
Comput. Phys. Commun. 69 (1992) 373-396.

79. Isolating the flavor symmetry breaking component of the nucleon sea from Drell-Yan asymmetries,
S. Kumano, J. T. Londergan,
Phys. Rev. D 46 (1992) 457-460.

80. Origin of SU(2) flavor symmetry breaking in anti-quark distributions,
S. Kumano, J. T. Londergan,
Phys. Rev. D 44 (1991) 717-724.

81. Effects of πNN form factor on pionic contributions to $\bar{u}(x) - \bar{d}(x)$ distribution in the nucleon,
S. Kumano,
Phys. Rev. D 43 (1991) 3067-3070.

82. πNN form factor for explaining sea quark distributions in the nucleon,
S. Kumano,
Phys. Rev. D 43 (1991) 59-63.

83. A sum rule for the spin dependent structure function $b_1(x)$ for spin one hadrons,
F. E. Close, S. Kumano,
Phys. Rev. D 42 (1990) 2377-2379.

84. Dependence of the EMC effect on nuclear structure,
S. Kumano, F. E. Close,
Phys. Rev. C 41 (1990) 1855-1858.

85. Nucleon structure with pion clouds in a flux-tube quark model,
S. Kumano,
Phys. Rev. D 41 (1990) 195-202.

86. $N(e, e'\gamma)$ and the N-Δ transition quadrupole moment,
S. Kumano,
Nucl. Phys. A 495 (1989) 611-621.

87. Reply to: Comment on Pion nucleon bremsstrahlung and Δ electromagnetic moments,
L. Heller, S. Kumano, J. C. Martinez, E. J. Moniz,
Phys. Rev. C 40 (1989) 2430.

88. Pionic contribution to the scalar and longitudinal N-Δ transition quadrupole form factors,
S. Kumano,
Phys. Lett. B 214 (1988) 132-138.

89. Decay of mesons in flux-tube quark model,
S. Kumano, V. R. Pandharipande,
Phys. Rev. D 38 (1988) 146-151.

90. y-scaling in a simple quark model,
S. Kumano, E. J. Moniz,
Phys. Rev. C 37 (1988) 2088-2097.

91. Oscillations of the polarized vacuum around a large Z 'nucleus',
A. Iwazaki, S. Kumano,
Phys. Lett. B 212 (1988) 99-104.

92. Pion-nucleon bremsstrahlung and Δ electromagnetic moments,
L. Heller, S. Kumano, J. C. Martinez, E. J. Moniz,
Phys. Rev. C 35 (1987) 718-736.