

## シングルスピンの非対称 (SSA) の物理

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の非対称 (SSA) と呼ぶ。これまでに FNAL, BNL-RHIC が核子-核子衝突において、DESY, CERN などが電子-核子衝突で大きな SSA を報告している。パートン間の独立 (インコヒーレント) な散乱に対応するパートン模型 (「ツイスト 2」の摂動論的 QCD) は、高エネルギー包含過程の記述に成功してきたが、大きな SSA の記述には無力である。それは、SSA がパートンの「固有横運動量」や「量子的多体相関」といった従来のパートン模型には含まれていない効果を反映した物理量だからである。SSA を記述するためには、これらの効果を曖昧さなく表現し、かつ系統的に取り入れる理論的枠組みが必要となる。この記述により、QCD はより高い予言能力を持ち、更に、単純なパートン猫像を超えたハドロン構造が明らかになる。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。以下、SSA 研究の現状と将来の展望を述べる。

SSA は「単純時間反転奇」<sup>†</sup>の物理量であるため、異なる複素位相を持った散乱振幅の干渉項として生ずる。また、横偏極スピンに関する非対称は、ヘリシティの反転を意味する。このため、従来のパートン模型と摂動 QCD では、SSA は  $\alpha_s m_q/Q$  ( $\alpha_s$  は強結合定数,  $m_q$  は  $u, d$  クォークの質量,  $Q$  は 1GeV 以上の高エネルギースケール) 程度の無視できる量となってしまう。高エネルギー過程での SSA を説明するためには、その定式化の拡張が必要なのである。

これまでの研究により、大きな SSA 生成を可能にする 2 つの理論的枠組みが明らかにされている。1 つの枠組みは、散乱に関与するパートンの横方向運動量を残す枠組み (TMD 因子化) で定義される、特定の分布・破砕関数 (“T-odd” 分布・破砕関数) の効果により SSA を記述するものである。もう 1 つは、Collinear 因子化の枠組みで、パートンの量子的多体相関の結果現れるツイスト 3 観測量として SSA を記述する (ツイスト 3 機構) ものである。いずれも、1 つのヘリシティの反転機構は、カイラル対称性を破る非摂動効果としてハドロンの行列要素により提供される。それらの特徴をまとめると以下ようになる。

### TMD 因子化における “T-odd” 関数

- 終状態に生成される粒子の横運動量が小さな領域 ( $p_T \ll Q$ ) の SSA を記述し、ほぼ、 $\sim p_T/M_N$  のように振る舞う SSA を引き起こす。
- 代表的な “T-odd” 関数としては、横偏極核子中の無偏極クォークの固有横運動量 ( $k_\perp$ ) と核子スピンの相関を表現する核子中での分布関数である「Sivers 関数」( $S(x, k_\perp)$ )、横偏極クォークから オンなどの (無偏極) ハドロンを生成する際の、ハドロンの横運動量とクォークのスピンの相関を表現する「Collins 破砕関数」などがある。
- TMD 因子化は、 $e^+e^-$  衝突における 2 jets の方位角非対称、Drell-Yan, SIDIS について妥当性が示されているが、他の過程での有効性の検討は今後の課題である。
- 因子化される “T-odd” 関数は、一般に物理的過程に依存する関数である。たとえば、Drell-Yan と SIDIS に現れる Sivers 関数は互いに逆符号の関係にある。これは、実験的に検証する必要がある。

<sup>†</sup>時間の向きを逆にするが初期状態と終状態の入れ替えはしない変換の下で、符号を反転する性質。

## Collinear 因子化におけるツイスト3機構

- 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、この枠組みでは 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。
- ハドロンから放出された余分なグルーオンが、パートンレベルの散乱に直接関与するため、ソフトパート (ハドロンの行列要素) としては、パートンの多体相関関数が寄与する。それらは、ツイスト3相関関数と総称されるが、代表的なものとして、横偏極核子中の「クォーク・グルーオン相関関数」や純粋にグルーオン間の相関を表わす「3グルーオン相関関数」、及びパートンからハドロンへの破碎過程に現れる「ツイスト3破碎関数」などである。
- ツイスト2のレベルの Collinear 因子化と同様、広範な物理的過程で因子化が可能である。
- 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に固有な普遍的な関数である。例えば、核子中のクォーク・グルーオン相関関数は  $G^{(3)}(x_1, x_2) \sim \mathcal{FT} \langle \bar{\psi}(0) g F^{+\perp}(\eta^-) \psi(\xi^-) \rangle$  といった、核子中におけるクォーク場  $\psi$  とグルーオンの強度テンソル  $F^{\alpha\beta}$  の光円錐上における相関関数のフーリエ変換という形に書け、 $x_1, x_2 - x_1$  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 関数の  $k_\perp$  についての特定のモーメント ( $= \int dk_\perp k_\perp^2 \mathcal{S}(x, k_\perp)$ ) が  $G^{(3)}(x_1, x_2)$  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、SIDIS 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 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。しかも、Sivers 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。また、SIDIS 過程で Collins 関数が主要項となる構造関数についても、ツイスト3破碎関数が等価な SSA を与えることも示されている。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。SIDIS 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 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く。

これまでに、SIDIS 過程について HERMES や COMPASS が、 $p_T < 1$  GeV 領域で多くの SSA データを報告しており、それを基に Sivers 関数について一定の知見が得られている。また、これら SIDIS のデータと KEK-Belle で得られた Collins 関数を組み合わせ核子中のトランスヴァーシティ分布についても情報が得られている。COMPASS, RHIC, J-PARC にお

ける Drell-Yan 実験, 及び EIC による SIDIS 過程の SSA は、より広い運動学領域におけるこれら関数の決定と普遍性の検証を可能にする。

RHIC が報告した  $p^\dagger p \rightarrow hX$  ( $h = \pi, K, \eta, D, J/\psi$ ) における多くのデータは  $p_T \gtrsim 1$  GeV にあり、ツイスト 3 機構による解析に適している。横偏極核子中のクォーク・グルーオン相関関数と 3 グルーオン相関関数の寄与は得られているが、ツイスト 3 破砕関数の寄与はまだ不完全である。SIDIS 過程についても、同様な事情である。完全な理論公式をそろえ、進行している RHIC や EIC 実験による SIDIS のデータのグローバル解析をすることで、核子中におけるパートンの多体相関に関する詳細な情報を提供することであろう。