

Twist-3機構による 無偏極核子核子衝突 -横偏極ハイペロン生成現象の研究

新潟大学大学院 矢部健太

新潟大学 小池裕司

Central China Normal Univ. 吉田信介

パートンからのハドロンの構成→ハドロンの高エネルギー散乱過程

シングルスピン非対称(SSA)

: 過程の一つの粒子のスピンの横偏極

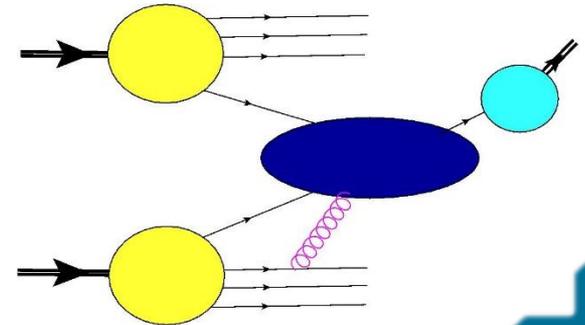
→ スピン依存断面積の非対称度が大きな値を持つ

$$A_N = \frac{d\sigma^\uparrow - d\sigma^\downarrow}{d\sigma^\uparrow + d\sigma^\downarrow}$$

$$p^\uparrow p \rightarrow \pi X \quad ep^\uparrow \rightarrow e\pi X$$

高次ツイスト効果(Twist-3~)

ハドロン内部のパートン多体相関の効果を含む描像

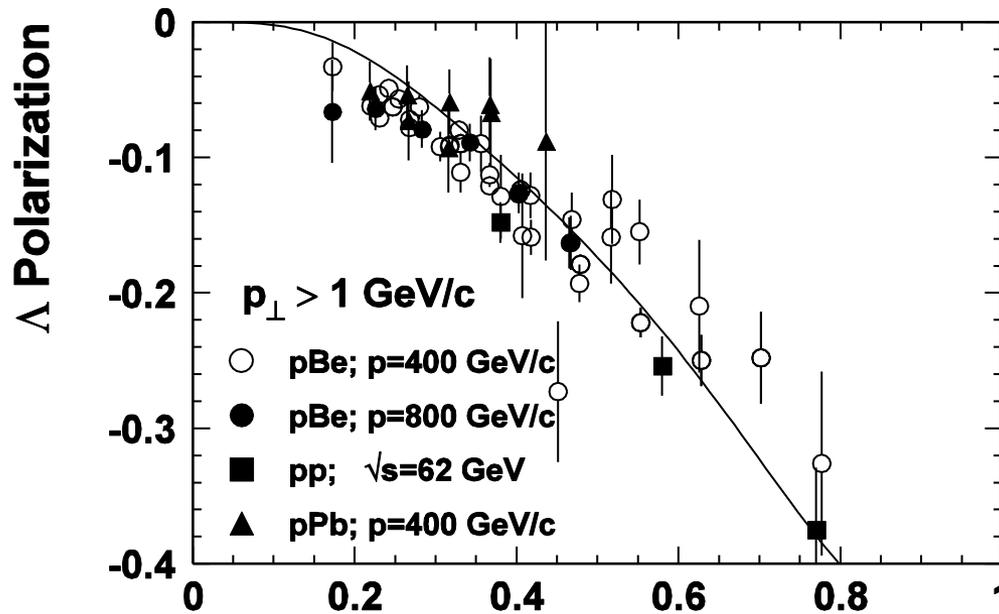


$$-SSA(\text{twist-3}) \sim \frac{M_N}{Q} \gg \frac{\alpha_s m_q}{Q} \quad (\text{twist-2}).$$

SSA解析による相関効果まで含めた内部情報の理解

Twist-3断面積によるSSAの記述が発展してきた

$pp \rightarrow \Lambda^\uparrow X$



$$x_F = 2p_{\parallel} / \sqrt{s}.$$

Z. t. Liang and C. Boros, Phys. Rev. Lett. **79**, 3608 (1997)

目的：偏極ハイペロン生成過程に関して、
Twist-3効果を考慮した断面積の導出を目指す。

➔ 本過程の粒子に関するハドロン内部情報の
獲得が見込める。

QCD因子化定理

摂動論×

摂動論○

$\sigma \sim$



ハドロン内部情報



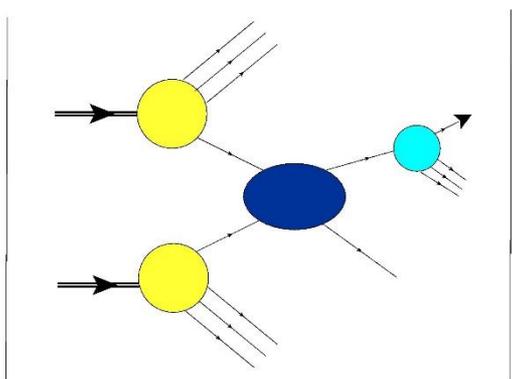
ハドロン内の
パートン間散乱

- 分布関数 : ハドロン内部のパートンの分布情報
- 破碎関数 : パートンがハドロンへ遷移する情報

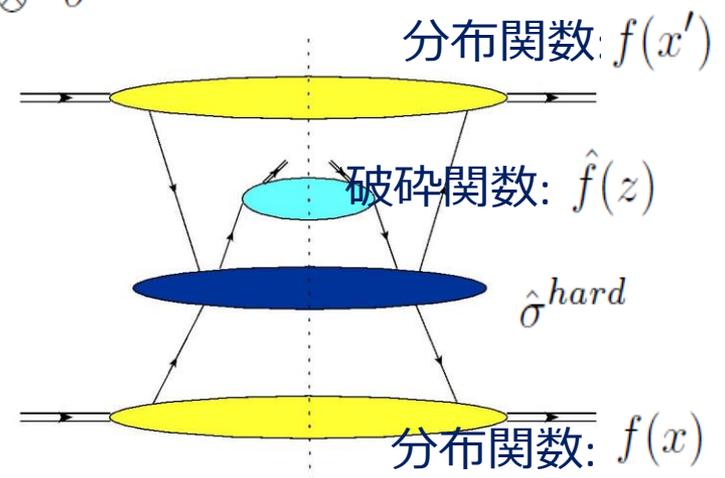
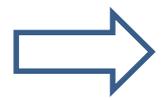
※実験データとの比較から決定

$$\sigma \sim \sum \int \frac{dx}{x} \int \frac{dx'}{x'} \int \frac{dz}{z} f(x) \otimes f(x') \otimes \hat{f}(z) \otimes \hat{\sigma}^{hard}$$

$\sigma \sim$



2



Twist展開

: ツイストによる断面積のべき展開

$$\sigma(Q) = \sigma_{t2} + \left(\frac{M}{Q}\right)\sigma_{t3} + \left(\frac{M}{Q}\right)^2\sigma_{t4} + \dots$$

ハドロン質量M

$\left(\frac{M}{Q}\right)^{t-2}$ の寄与 = "ツイストt" の寄与

(高エネルギー過程での)
エネルギースケールQ

各項で因子化 ↓

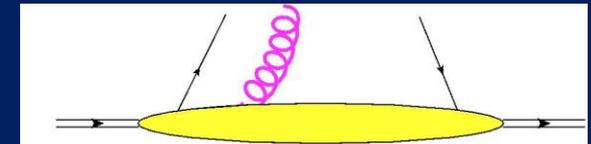
$$\sigma_{t3} \sim \sum \int \frac{dx}{x} \int \frac{dx'}{x'} \int \frac{dz}{z} f_{t3}(x) \otimes f_{t2}(x') \otimes \hat{f}_{t2}(z) \otimes \hat{\sigma}^{hard}$$

ツイスト3相関関数

: パarton相関を反映した関数

$$\mathcal{F.T.} \langle PS_{\perp} | \bar{\psi}_j(0) g F^{\mu n}(\mu) \psi_i(\lambda n) | PS_{\perp} \rangle$$

ツイスト3相関関数



$$\sigma \sim \sum_{a,b,c} \left\{ \begin{array}{l} (A) \quad f_1^a(x) \otimes f_1^b(x') \otimes \hat{G}_F^{c \rightarrow \Lambda}(z_1, z_2) \otimes \sigma_A \\ (B) \quad E_F^a(x_1, x_2) \otimes f_1^b(x') \otimes H_1^{c \rightarrow \Lambda}(z) \otimes \sigma_B \end{array} \right.$$

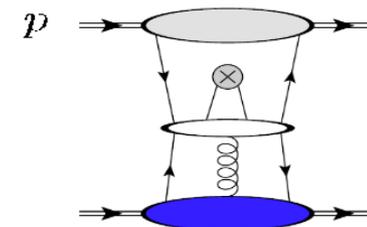
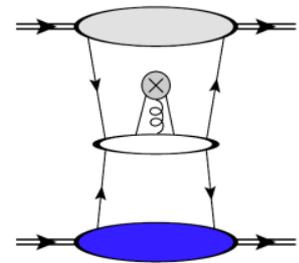
a, b, c : クォーク

Twist3 破碎関数

Twist2 分布関数

Twist3 相関関数

Twist2 破碎関数



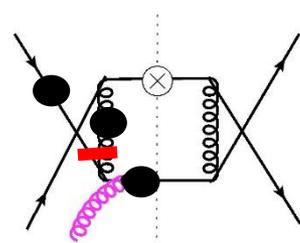
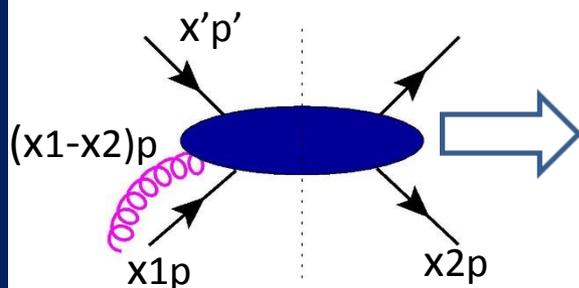
本研究の目的：

(B) Twist3 クォーク・グルーオン相関関数の寄与する断面積を導出

ツイスト3相関関数の寄与する断面積は,ハード部分のプロパゲーターからの2種類のポール寄与からなる!

ハードパート

(クォーク-クォーク)

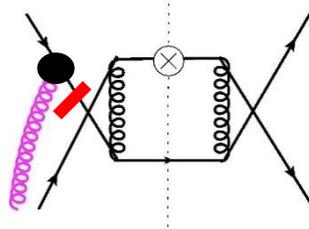


Soft-Fermion-Pole (SFP)

$$\frac{1}{x_1 - i\epsilon} = P \frac{1}{x_1} + i\pi\delta(x_1)$$

$$\frac{1}{x_2 + i\epsilon} = P \frac{1}{x_2} - i\pi\delta(x_2)$$

・赤線はポールの位置、黒丸はグルーオンの付加する位置 (SFPは3パターン)



Soft-Gluon-Pole (SGP)

$$\frac{1}{x_1 - x_2 + i\epsilon} = P \frac{1}{x_1 - x_2} - i\pi\delta(x_1 - x_2)$$

Twist3相関関数の寄与する微分断面積

$$\Delta\sigma^{tw3 \text{ 相関}} \sim \left(x \frac{dE_F(x, x)}{dx} \Delta\sigma_1^{SGP} + E_F(x, x) \Delta\sigma_2^{SGP} \right) \otimes H_1(z) \otimes f(x')$$
$$+ E_F(x, 0) \otimes H_1(z) \otimes f(x') \otimes \Delta\sigma^{SFP}$$

**SGPはすでに計算済
(※非微分項は0)**

Y. Kanazawa and Y. Koike, Phys. Rev. D **64**, 034019 (2001)

J. Zhou, F. Yuan and Z.-T. Liang, Phys. Rev. D **78**, 114008 (2008).

目的：Twist3相関関数からの寄与を求めるために...

- ① まだ計算がなされていないSFP寄与の導出
- ② SGPの寄与に対して簡約公式を導出し、
先行研究の再考

Ward 恒等式より (SFPの場合)

$$\left. \frac{\partial S^{(1)}(k_1, k_2, x'p', p_c)}{\partial k_2^\alpha} \right|_{k_i=x_i p} = \frac{S_\alpha^{(1)}(x_1 p, x_2 p, x'p', p_c)}{x_1 - x_2}$$

Twist3分布関数からの寄与⇒SFP

$$E_{P_h} \frac{d\Delta\sigma}{d^3 P_h} = \frac{iM_N}{64\pi^2 s} \int \frac{dx'}{x'} f_1(x') \int \frac{dz}{z^2} H_1(z) \\ \times \int dx_1 \int dx_2 E_F(x_1, x_2) \epsilon^{\alpha\beta np} \left(\frac{1}{x_1 - x_2} \right) S_{\alpha\beta}^{\text{SFP}}(x_1 p, x_2 p)$$

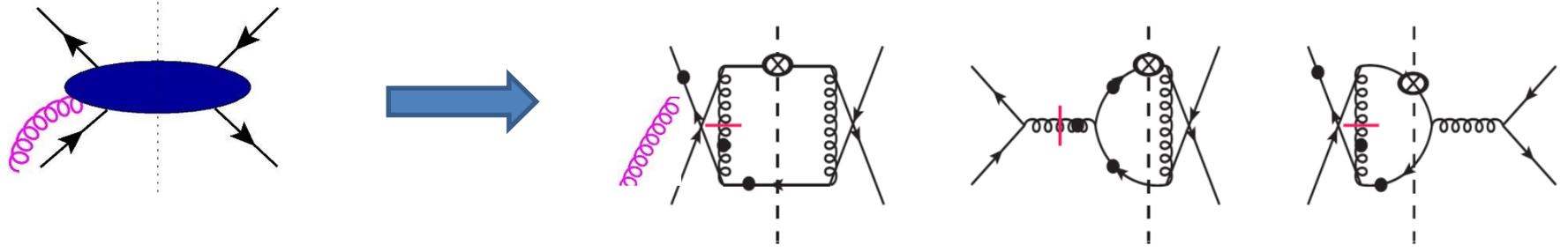
SFP寄与の定式化が完了

➡ あとはハードパートダイアグラムの計算

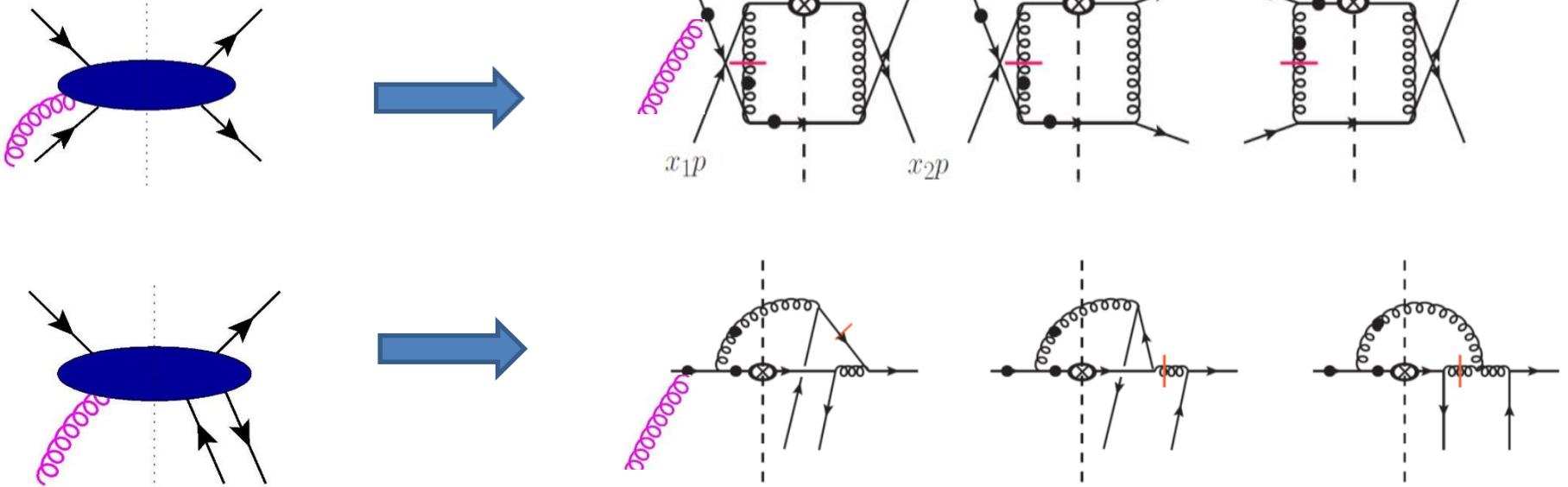
SFP寄与を与えるLowest Orderダイアグラム 9

$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$ (-q 破砕チャンネル)

q :クォーク \bar{q} :反クォーク g :グルーオン



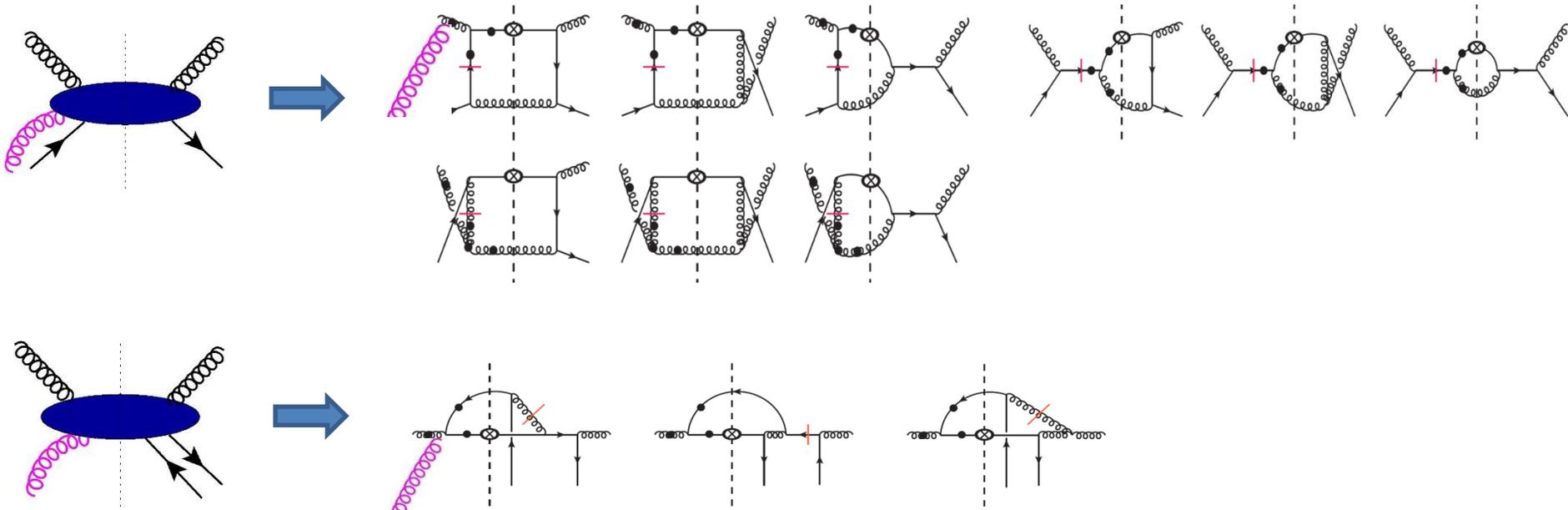
$qq' \rightarrow qq'$
 $qq \rightarrow qq$ (-q 破砕チャンネル)



結果： Λ 生成にSGPの寄与はなし

10

$qg \rightarrow qg$ ($-q$ 破砕チャンネル)



結果； 各反応チャンネル毎に0となった！

本過程ではTwist3相関関数の断面積として

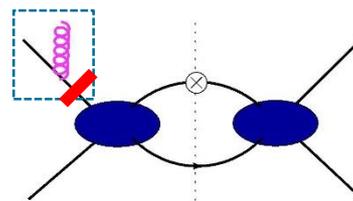
SGPのみ寄与することが判明!!

SGP微分断面積

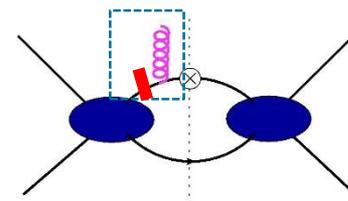
→ 2つの項に分類

$$E_{P_h} \frac{d\Delta\sigma}{d^3P_h} = \frac{iM_N}{64\pi^2 s} \int \frac{dx'}{x'} f_1(x') \int \frac{dz}{z^2} h_1(z)$$

$$\times \int \frac{dx_1}{x_1} \int dx_2 E_F(x_1, x_2) \epsilon^{\alpha\beta np} \frac{\partial}{\partial k_2^\alpha} (S_{\lambda\beta}^I(k_1, k_2) p^\lambda + S_{\lambda\beta}^F(k_1, k_2) p^\lambda) \Big|_{k_i=x_i p}$$



ISI : $S_{\lambda\beta}^I$ のダイアグラム表現



FSI : $S_{\lambda\beta}^F$ のダイアグラム表現

マスターフォーミュラによる SGP計算アプローチ

Y. Koike and K. Tanaka, Phys. Lett. B **646**, 232 (2007)

Y. Koike and K. Tanaka, Phys. Rev. D **76**, 011502 (2007)

2→2ダイアグラムの計算でSGPハード部分を記述可

SGP特有の構造(t-3分布関数からのgluonが外線パートンに付き、そのちょうど隣がポールになる)から導出

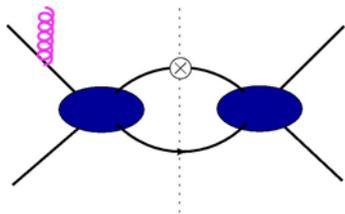
Initial State Interaction (ISI)

$$\epsilon^{\alpha\beta np} \frac{\partial S_{\lambda\beta}^I(k_1, k_2) p^\lambda}{\partial k_2^\alpha} \Big|_{k_i=x_i p}^{\text{SGP}} = \left[\frac{-1}{x_2 - x_1 + i\epsilon} \right]^{\text{pole}} \epsilon^{\alpha\beta np} S_{\perp}^{\gamma} \frac{d}{d(x'p'^{\alpha})} \tilde{S}_{\beta\gamma}^I(x_1 p, x' p', p_c)$$

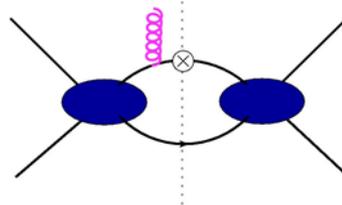
Final State Interaction (FSI)

$$\epsilon^{\alpha\beta np} \frac{\partial S_{\lambda\beta}^F(k_1, k_2) p^\lambda}{\partial k_2^\alpha} \Big|_{k_i=x_i p}^{\text{SGP}} = \left[\frac{1}{x_1 - x_2 + i\epsilon} \right]^{\text{pole}} \epsilon^{\alpha\beta np} \times \left[S_{\perp}^{\gamma} \frac{d}{dp_c^\alpha} + \frac{1}{p \cdot p_c} \{ (p \cdot S_{\perp}) g_{\alpha}^{\gamma} - S_{\perp\alpha} p^{\gamma} \} \right] \tilde{S}_{\beta\gamma}^F(x_1 p, x' p', p_c)$$

$pp^\dagger \rightarrow \pi X$
 ではなかった項!!
非微分が0となる起源

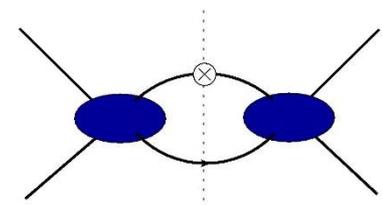


ISI: $S_{\lambda\beta}^I$ のダイアグラム表現



FSI: $S_{\lambda\beta}^F$ のダイアグラム表現

Master Formula



$\tilde{S}_{\beta\gamma}^F$ のダイアグラム表現

SGP 断面積-解析公式

$$E_{P_h} \frac{d\Delta\sigma^{\text{ISI}}}{d^3P_h} = -\frac{M_N}{32\pi s} \int \frac{dx'}{x'} f_1(x') \int \frac{dz}{z^2} H_1(z) \int \frac{dx}{x} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \epsilon^{p_c p_n S_\perp} \\ \times \left[x \frac{dE_F(x, x)}{dx} \frac{1}{\hat{u}} \Delta\sigma_1^{\text{ISI}} + E_F(x, x) \Delta\sigma_2^{\text{ISI}} \right]$$

$$\hat{s} = (xp + x'p')^2 \\ \hat{t} = (xp - p_c)^2 \\ \hat{u} = (x'p' - p_c)^2$$

非微分項

$$E_{P_h} \frac{d\Delta\sigma^{\text{FSI}}}{d^3P_h} = \frac{M_N}{32\pi s} \int \frac{dx'}{x'} f_1(x') \int \frac{dz}{z^2} H_1(z) \int \frac{dx}{x} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u}) \epsilon^{p_c p_n S_\perp} \\ \times \left[x \frac{dE_F(x, x)}{dx} \left(\frac{\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} \right) \Delta\sigma_1^{\text{FSI}} + E_F(x, x) \left(\frac{\hat{s}}{\hat{t}} \right) \Delta\sigma_2^{\text{FSI}} \right]$$

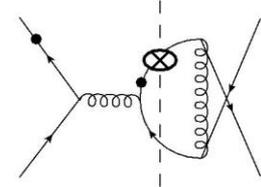
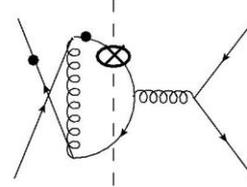
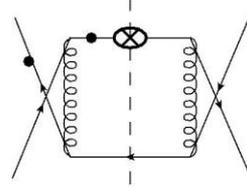
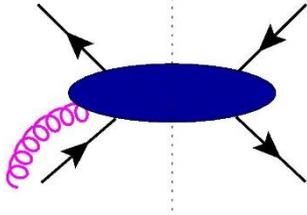
ハードパートダイアグラムを計算

→ 簡約公式中の項により,

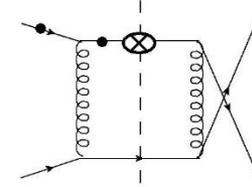
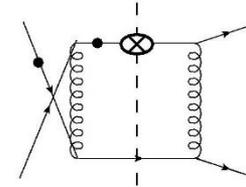
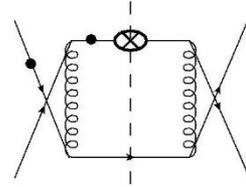
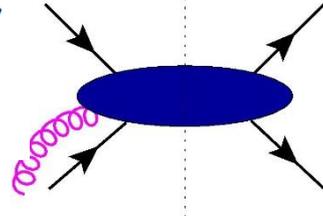
非微分項は, 計算の結果消える!!

<SGP寄与を与えるLowest Orderダイアグラム>14

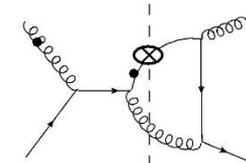
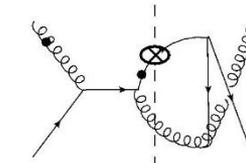
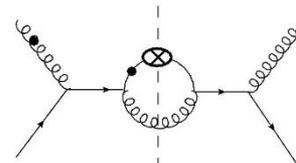
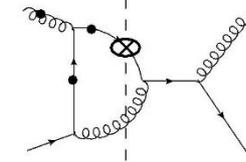
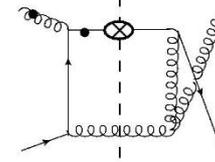
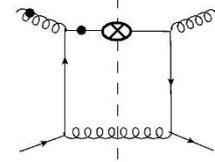
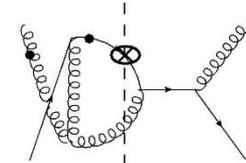
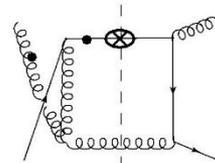
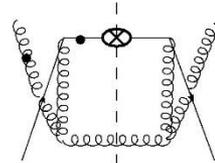
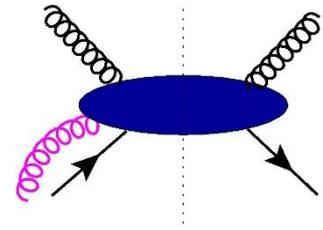
$q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}$



$qq' \rightarrow qq'$



$qg \rightarrow qg$



微分項に関するSGP断面積の解析公式

$$E_{P_h} \frac{d\Delta\sigma^{\text{SGP}}}{d^3P_h} = \frac{\pi M_N \alpha_s^2}{s} \epsilon^{P_h p n S_\perp} \sum_{a,b,c} \int \frac{dx'}{x'} f_1^b(x') \int \frac{dz}{z^3} H_1^c(z) \int dx \frac{dE_F^a(x, x)}{dx} \sigma_{ab \rightarrow c} \delta(\hat{s} + \hat{t} + \hat{u})$$

$$\frac{\sigma_{a,b \rightarrow c}}{\sigma_{qq' \rightarrow q}} = \frac{1}{N^2} \frac{2\hat{s}}{\hat{t}^2} - \frac{1}{N^2} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^3}, \quad \sigma_{qq \rightarrow q} = \sigma_{qq' \rightarrow q} - \left(\frac{1}{N} + \frac{1}{N^3} \right) \frac{\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} + \frac{1}{N^3} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^2\hat{u}},$$

$$\sigma_{q\bar{q}' \rightarrow q} = \left(\frac{N^2 - 2}{N^2} \right) \frac{\hat{s}}{\hat{t}^2} - \frac{1}{N^2} \frac{\hat{s}^2}{\hat{t}^3}, \quad \sigma_{q\bar{q} \rightarrow q} = \sigma_{q\bar{q}' \rightarrow q\bar{q}'} + \frac{1}{N^3} \frac{1}{t} + \frac{1}{N^3} \frac{\hat{s}}{\hat{t}^2},$$

$$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow \bar{q}} = -\frac{1}{N^3} \frac{1}{\hat{u}} + \left(\frac{1}{N} + \frac{1}{N^3} \right) \frac{\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}},$$

$$\sigma_{qg \rightarrow q} = -\frac{N^2}{N^2 - 1} \frac{\hat{u}}{t^2} + \frac{1}{N^2 - 1} \frac{1}{\hat{u}} - \frac{1}{N^2(N^2 - 1)} \frac{\hat{s}}{\hat{t}\hat{u}} - \frac{1}{(N^2 - 1)} \frac{2\hat{s}^2}{\hat{t}^3}$$

結果 ; 先行研究での結果と一致

計算を簡易化 + SGP非微分項が0になる起源が判明!

(1) 無偏極核子・核子衝突によるハイペロン偏極現象についてツイスト3相関関数の寄与する微分断面積を計算



(2) ツイスト3相関関数の寄与として、断面積へ関与する2種のポール寄与 (SFP,SGP) を計算した

- ・ SFP は計算の結果、各チャンネルで全グラフを合わせると0となった

⇒ 本過程において、SFPの寄与は存在しないことが判明!!

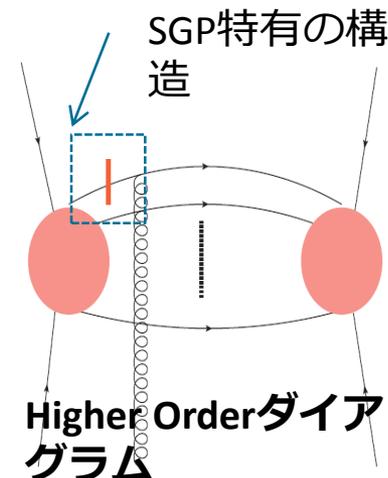
- ・ SGP は簡約公式を導出し、それを用いて計算

⇒ 従来結果と一致!

⇒ 計算の簡易化+マスターフォーミュラから非微分項が0になる起源が判明!!

本研究の発展として、

- マスターフォーミュラを用いて、
NLO計算の簡易化が可能!!



- Twist3破砕関数からの寄与の計算がなされることで
ハイペロン生成過程の断面積が完全に導出!!

$$(A) \quad f_1^a(x) \otimes f_1^b(x') \otimes \hat{G}_F^{c \rightarrow \Lambda}(z_1, z_2) \otimes \sigma_A$$

➡ 今後の期待される詳細な実験データの解析への準備を整える

2020年頃~
FS-PHENIX での実験が期待されている

クォーク分布関数: 核子中で運動量割合 x を担うクォークの分布情報

$$M(x, S)_{i,j} = \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda x} \langle PS | \bar{\psi}_j(0) \psi_i(\lambda n) | PS \rangle$$

クォーク場

ゲージリンク: $[0, \lambda n] = P \exp[ig \int_0^\lambda d\tau n \cdot S(\tau n)]$

光円錐座標

$$\begin{cases} p^2 = n^2 = 0 \\ p \cdot n = 0 \\ p^\mu = \frac{p}{\sqrt{2}}(1, 0, 0, 1) \\ n^\mu = \frac{1}{\sqrt{2}p}(1, 0, 0, -1) \end{cases}$$

$$= \frac{1}{2} \not{p}_{i,j} f_1(x) + \frac{1}{2} (\gamma^5 \not{p})_{i,j} (S \cdot n) g_1(x) + \frac{1}{2} (\gamma^5 \not{S}_\perp \not{p})_{i,j} h_1(x) + \dots$$

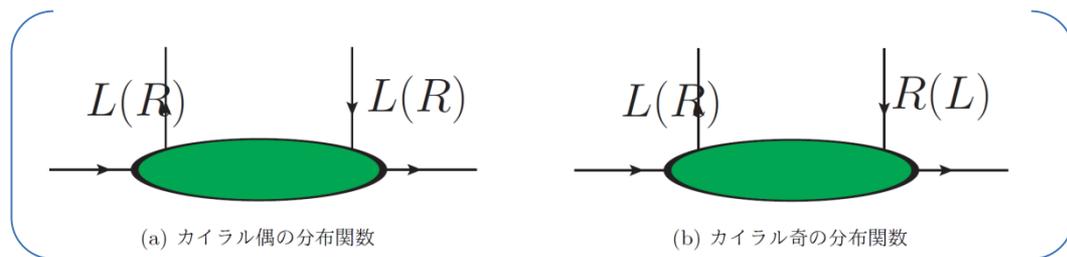
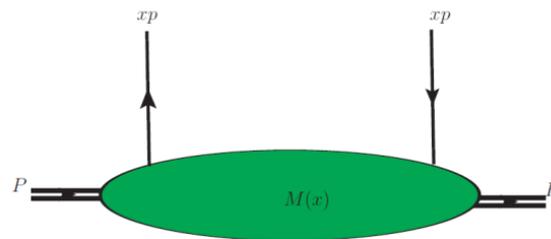
核子 Spin

	Ave.	S_{\parallel}	S_{\perp}
twist2	f_1	g_1	h_1
twist3	\underline{e}	$\underline{h_L}$	g_T

赤線付き → カイラル奇

その他 → カイラル偶

(青記号: 本研究で使用)



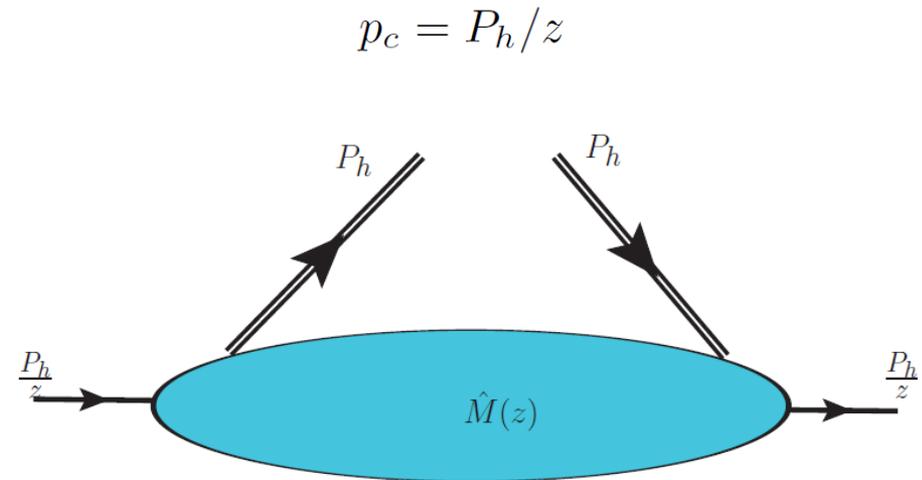
クォーク破砕関数: 運動量割合 z を受け取ったクォークの
終状態ハドロンへの破砕情報

$$\hat{M}(z)_{i,j} = \sum_X \int \frac{d\lambda}{2\pi} e^{i\lambda/z} \langle 0 | \psi_i(\lambda\omega) | h(P_h, S_\perp) X \rangle \langle h(P_h, S_\perp) X | \bar{\psi}_j(0) | 0 \rangle$$

$$= (\not{p}_c)_{i,j} \hat{f}_1(z) + (S \cdot n') (\gamma^5 \not{p}_c)_{i,j} \hat{g}_1(z) + (\gamma^5 \not{S}_\perp \not{p}_c)_{i,j} \hat{h}_1(z) + \dots$$

ハドロン Spin

	Ave.	S_\parallel	S_\perp
twist2	D_1	G_1	$\underline{H_1}$
twist3	$\underline{\hat{e}_1}$	$\underline{H_L}$	G_T



⇒ 核子内におけるクォーク・グルーオンの
量子的な多体相関を表す

核子が無偏極の場合

$$\int \frac{d\lambda}{2\pi} \int \frac{d\mu}{2\pi} e^{i\lambda x_1} e^{i\mu(x_2-x_1)} \langle P | \bar{\psi}_j(0) g F^{\alpha n}(\mu n) \psi_i(\lambda n) | P \rangle$$

Field Strength

$$= \frac{M_N}{4} \varepsilon^{\alpha\beta np} (\gamma^5 \gamma_\beta \not{p})_{i,j} E_F(x_1, x_2) + \dots$$

\ $\varepsilon^{\alpha\beta np} = \varepsilon^{\alpha\beta\gamma\delta} p_\gamma n_\delta$

Gチルダ
4つで完
全

核子 Spin

	Ave.	S_{\parallel}	S_{\perp}
twist3	<u>E_F</u>	H_{FL}	G_F

