

Quelques développements récents dans la théorie des processus exclusifs durs

Samuel Wallon

Université Pierre et Marie Curie
et

Laboratoire de Physique Théorique
CNRS / Université Paris Sud
Orsay

Séminaire général de l'IPN, 4 avril 2011

QCD

La **chromodynamique quantique (QCD)** est LA théorie de l'interaction forte, une des quatre interactions élémentaires de l'univers

- c'est une théorie des champs quantiques relativiste du type **Yang-Mills** (avec un groupe de jauge $SU(3)$), qui décrit l'interaction entre **quarks**, dont la charge forte est appelée "**couleur**" (3 valeurs possibles), transmise par les **gluons** (qui possèdent 8 couleurs possibles et interagissent entr'eux)

- les quarks sont **confinés** dans les hadrons:

- mésons** ($\pi, \eta, f_0, \rho, \omega \dots$)

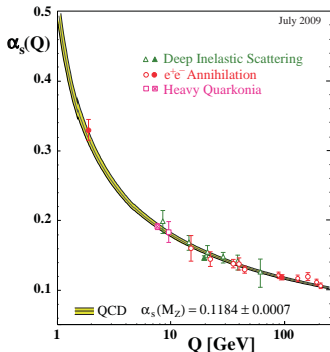
$$|q\bar{q}\rangle + |q\bar{q}g\rangle + |qqq\bar{q}\rangle + \dots$$

- baryons** ($p, n, N, \Delta \dots$)

$$|qqq\rangle + |qqqg\rangle + |qqqq\bar{q}\rangle + \dots$$

- contrairement à l'électrodynamique, l'interaction forte augmente avec la distance, ou de façon équivalente diminue lorsque l'énergie augmente: ce phénomène est appelé **liberté asymptotique**

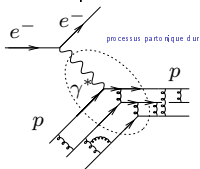
couplage $\alpha_s(Q) \ll 1$ pour



$Q \gg \Lambda_{\text{QCD}} \simeq 200 \text{ MeV}$

Que faire avec QCD?

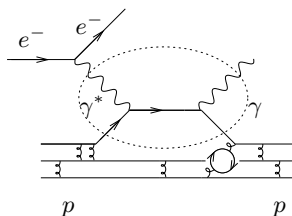
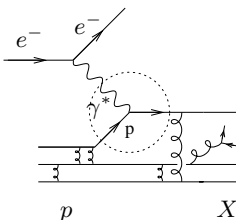
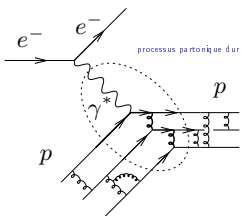
- Comment malgré tout décrire et comprendre la structure interne des hadrons, **à partir de leurs constituants élémentaires?**
- Dans le domaine non-perturbatif, les deux seuls outils disponibles sont:
 - La théorie des perturbations chirales: développement systématique basé sur le fait que les quarks u et d ont une très petite masse, la masse du π étant un paramètre correctif à cette limite chirale
 - Discrétisation de QCD sur un réseau 4-d: simulations numériques
- Peut-on extraire de l'information en se ramenant à des interactions mettant en jeu quelques *partons* (quarks, gluons), malgré le confinement?
 - Ceci est possible si le processus considéré est "dominé" par des phénomènes à très courte distance ($d \ll 1$ fm)
 $\implies \alpha_s \ll 1$: **Méthodes perturbatives**
 - Il faut pour cela taper suffisamment fort sur un hadron
 Exemple: sonde électromagnétique et facteur de forme



τ interaction électromagnétique $\sim \tau$ temps de vie du parton après interaction
 $\ll \tau$ temps caractéristique de l'interaction forte

Processus **durs** en QCD

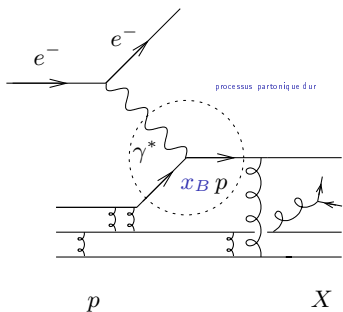
- Ceci est justifié si le processus est gouverné par une **échelle dure**:
 - virtualité de la sonde électromagnétique
 - dans la diffusion **élastique** $e^\pm p \rightarrow e^\pm p$
 - dans la **diffusion profondément inélastique (DIS)** $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$
 - dans la **diffusion Compton profondément virtuelle (DVCS)** $e^\pm p \rightarrow e^\pm p \gamma$
 - énergie totale dans le centre de masse dans l'**annihilation** $e^+e^- \rightarrow X$
 - énergie échangée dans la voie t en photoproduction $\gamma p \rightarrow M p$ d'un méson
- Un traitement précis repose sur les **théorèmes de factorisation**
- L'amplitude de diffusion est décrite comme une **convolution** de l'amplitude du processus à courte distance et du contenu non-perturbatif du hadron



diagrammes de Feynman

Accéder au contenu perturbatif du proton

exemple: la diffusion profondément inélastique proton-électron



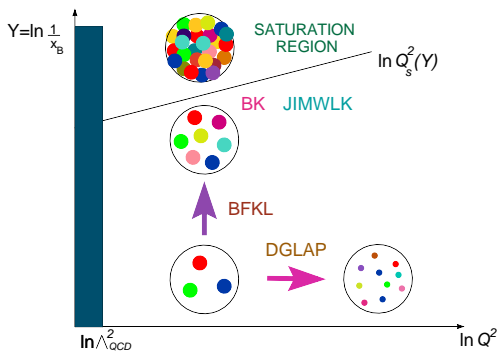
$$s_{\gamma^* p} = (q_{\gamma^*} + p_p)^2 = 4 E_{\text{c.m.}}^2$$

$$Q^2 \equiv -q_{\gamma^*}^2 > 0$$

$$x_B = \frac{Q^2}{2 p_p \cdot q_{\gamma^*}} \simeq \frac{Q^2}{s_{\gamma^* p}}$$

- x_B = fraction d'impulsion du proton emportée par le quark
- $1/Q$ = résolution transverse de la sonde photonique $\ll 1/\Lambda_{\text{QCD}}$

Les régimes gouvernant le contenu perturbatif du proton

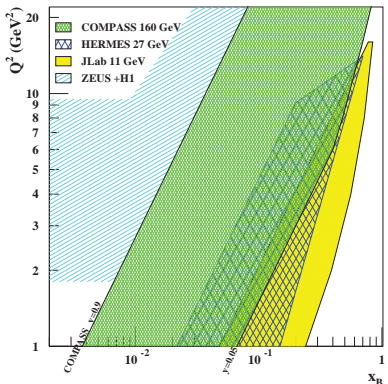


- régime “usuel”: x_B modéré ($x_B \gtrsim .01$):
évolution en Q gouvernée par le groupe de renormalisation de QCD
(équations Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi)
- régime de Regge: $s_{\gamma^*p} \rightarrow \infty$ i.e. $x_B \sim Q^2/s_{\gamma^*p} \rightarrow 0$
dans le régime perturbatif (échelle dure Q^2)
(équation Balitski Fadin Kuraev Lipatov)

Introduction

Des processus inclusifs aux processus exclusifs

Un effort très important est actuellement réalisé pour accéder à la structure des hadrons à l'aide de processus exclusifs



Domaine accessible pour les mesures de processus exclusifs durs

Introduction

Des processus inclusifs aux processus exclusifs

Efforts expérimentaux

Passer de l'inclusif à l'exclusif est **difficile**: processus exclusifs = rares!

- Accélérateurs de haute luminosité et détecteurs performants

HERA (H1, ZEUS), HERMES, JLab@6 GeV (Hall A, CLAS), BaBar, Belle, BEPC-II (BES-III)
futur: LHC, COMPASS-II, JLab@12 GeV, Super-B, EIC, ILC

- Très importante implication de la communauté hadronique française, notamment sur le Plateau de Saclay (IPN, LAL, SPHn)

- Où faire quoi?

- facteur de forme du proton: JLab@6 GeV

- e^+e^- (facteurs de forme $\gamma^* \rightarrow \pi\gamma$), BaBar, Belle, BES,...

futur: PANDA (facteurs de forme timelike du proton par $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$)

- Diffusion Compton Profondément Virtuelle (GPD) HERA (H1, ZEUS), HERMES, JLab@6 GeV

futur: JLab@12GeV, COMPASS-II, EIC

- Electroproduction de mésons (GPD et DA), etc...

NMC (CERN), E665 (Fermilab), HERA (H1, ZEUS), COMPASS, HERMES, CLAS (JLab)

- TDA (PANDA à GSI)

- Mésons exotiques hybrides (CLAS, COMPASS, ...?)

- TMDs (BaBar, Belle, COMPASS, ...)

- Processus diffractifs: collisions ultrapériphériques

LHC, (avec ou sans cible fixe), ILC

Introduction

Des processus inclusifs aux processus exclusifs

Efforts théoriques

Très importants développements théoriques durant la dernière décennie;
importante implication des théoriciens français (communauté hadronique quasi identifiable à 3 ou 4 personnes du Plateau de Saclay, de 4 laboratoires...)

- Mots clefs:
DAs, GPDs, GDAs, TDAs ... TMDs
- Outils fondamentaux:
 - Aux énergies intermédiaires (pour un physicien des particules): **JLab**, **HERMES**, **COMPASS**, **PANDA**
factorisation colinéaire
 - Aux énergies asymptotiques: **HERA**, **LHC**, (**EIC** et **COMPASS** à la frontière) **k_T -factorisation**

Factorisation colinéaire

Extensions de DIS

Petite promenade en factorisation colinéaire

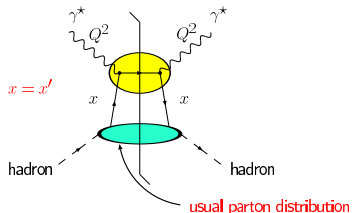
- DIS: processus inclusif \rightarrow amplitude vers l'avant ($t = 0$) (Théorème optique)

(DIS: Deep Inelastic Scattering)

ex: $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$ à HERA

Function de Structure

$$= \text{Coefficient Function (hard)} \otimes \text{Parton Distribution Function (soft)}$$

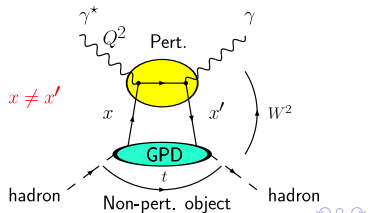


- DVCS: processus exclusive \rightarrow amplitude complète ($-t \ll s = W^2$)

(DVCS: Deep Virtual Compton Scattering)

Amplitude

$$= \text{Coefficient Function (hard)} \otimes \text{Generalized Parton Distribution (soft)}$$

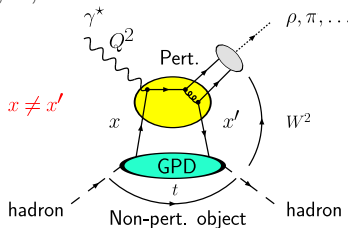


Factorisation colinéaire

Extensions des GPD

- **Electroproduction de meson:** γ remplacé par ρ, π, \dots

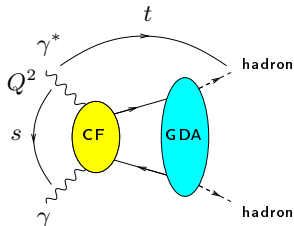
$$\text{Amplitude} = \text{GPD (soft)} \otimes \text{CF (hard)} \otimes \text{Distribution Amplitude (soft)}$$



Collins, Frankfurt, Strikman '97; Radyushkin '97

- Processus croisé: $s \ll -t$

$$\text{Amplitude} = \text{Coefficient Function (hard)} \otimes \text{Generalized Distribution Amplitude (soft)}$$



Diehl, Gousset, Pire, Teryaev '98

Factorisation colinéaire

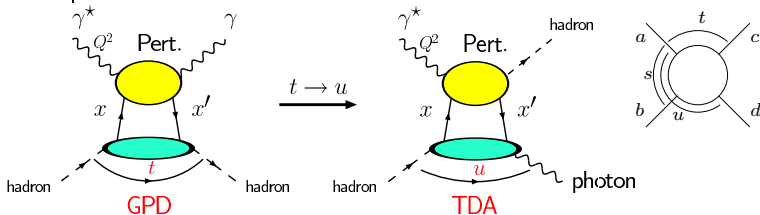
Extensions des GPD

- Partant du DVCS, on peut faire: hadron initial \neq hadron final (dans le même octuplet): GPD de transition

Encore plus non diagonal:

nombre baryonique (état initial) \neq nombre baryonique (état final) \rightarrow TDA

Exemple:



Pire, Szymanowski '05

qui peut être étendu encore en remplaçant le γ sortant par un état hadronique quelconque

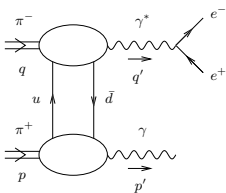
$$\text{Amplitude} = \text{Transition Distribution Amplitude (soft)} \otimes \text{CF (hard)} \otimes \text{DA (soft)}$$

Lansberg, Pire, Szymanowski '06

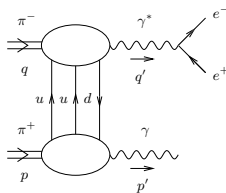
Factorisation colinéaire

Extensions des GPDs

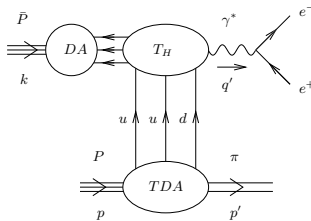
TDA à PANDA



TDA $\pi \rightarrow \gamma$



TDA $p \rightarrow \gamma$ à PANDA (diffusion vers l'avant de \bar{p} sur une cible de p)



TDA $p \rightarrow \pi$ à PANDA (diffusion vers l'avant de \bar{p} sur une cible de p)

Modèle spectral pour la TDA $p \rightarrow \pi$: [Pire, Semenov, Szymanowski '10](#)

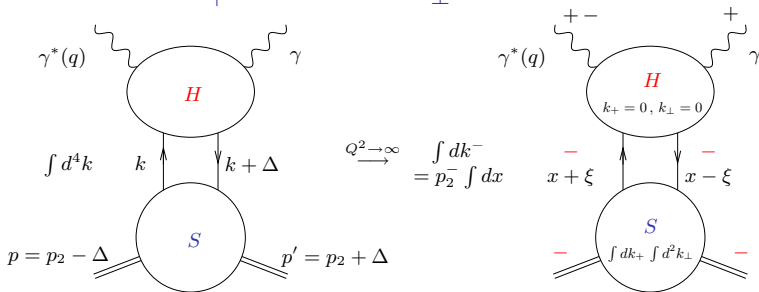
Factorisation colinéaire

Un peu de technique: DVCS et GPDs

Les deux étapes de la factorisation

- Factorisation en impulsion: **dominance du cône de lumière pour $Q^2 \rightarrow \infty$**
décomposition de **Sudakov**:

$$k = \underbrace{\alpha p_1}_{+} + \underbrace{\beta p_2}_{-} + \underbrace{k_{\perp}}_{\perp} \quad (p_1^2 = p_2^2 = 0, 2p_1 \cdot p_2 = s)$$



$$\int d^4 k S(k, k + \Delta) H(q, k, k + \Delta) = \int dk^- \int dk^+ d^2 k_{\perp} S(k, k + \Delta) H(q, k^-, k^- + \Delta^-)$$

- Factorisation des nombres quantiques (identité de **Fierz**: spineurs + couleur)

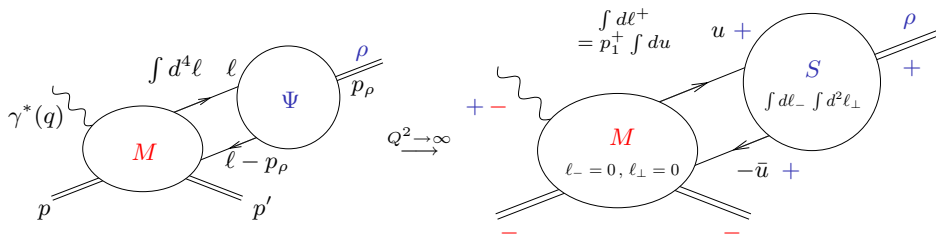
$$\Rightarrow \mathcal{M} = \text{GPD} \otimes \text{Hard part}$$

Factorisation colinéaire

Des fonctions d'onde aux DA

Qu'est-ce qu'un méson ρ en QCD?

Décrit par sa **fonction d'onde** Ψ qui se réduit dans les processus durs à son **Amplitude de Distribution**



$$\int d^4 l M(q, l, l - p_\rho) \Psi(l, l - p_\rho) = \int dl^+ M(q, l^+, l^+ - p_\rho^+) \int dl^- \int_{|k_\perp^2| < \mu_F^2} d^2 l_\perp \Psi(l, l - p_\rho)$$

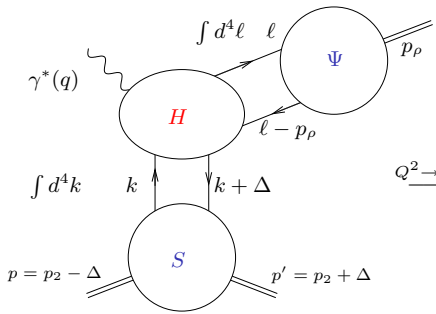
Hard part

DA $\Phi(u, \mu_F^2)$

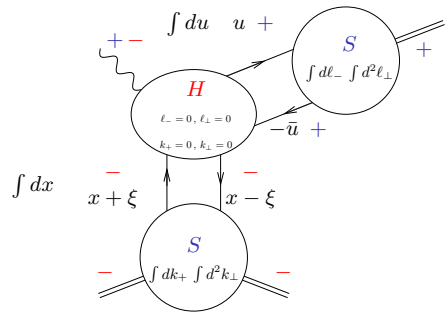
(cf Chernyak, Zhitnitsky '77; Brodsky, Lepage '79; Efremov, Radyushkin '80; ... dans le cas des études des facteurs de forme)

Factorisation colinéaire

Electroproduction d'un méson M : factorisation avec une GPD et une DA



$Q^2 \rightarrow \infty$



$\int d^4 k d^4 \ell$ $S(k, k + \Delta)$ $H(q, k, k + \Delta)$ $\Psi(\ell, \ell - p_\rho)$

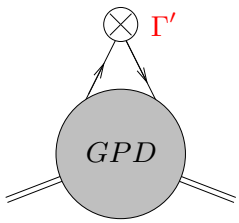
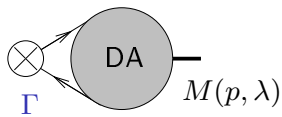
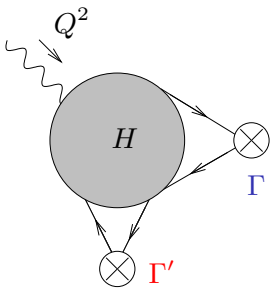
$$= \int dk^- d\ell^+ \int dk^+ \int_{|k_\perp^2| < \mu_{F_2}^2} d^2 k_\perp S(k, k + \Delta) H(q; k^-, k^- + \Delta^-; \ell^+, \ell^+ - p_\rho^+) \int d\ell^- \int_{|\ell_\perp^2| < \mu_{F_1}^2} d^2 \ell_\perp \Psi(\ell, \ell - p_\rho)$$

GPD $F(x, \xi, t, \mu_{F_2}^2)$ Hard part $T(x/\xi, u, \mu_{F_1}^2, \mu_{F_2}^2)$ DA $\Phi(u, \mu_{F_1}^2)$

Collins, Frankfurt, Strikman '97; Radyushkin '97

Factorisation colinéaire
 Electroproduction d'un méson M : factorisation avec une GPD et une DA

Les briques de base



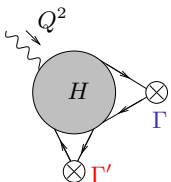
Γ, Γ' : matrices de Dirac compatibles
 avec les nombres quantiques: C, P, T , chiralité

Structure analogue pour l'échange de gluons

Factorisation colinéaire

Electroproduction: factorisation avec une GPD et une DA

Les briques de base



=

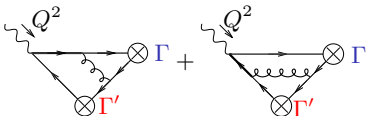
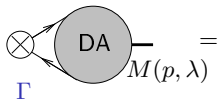
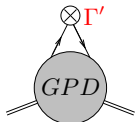


diagramme du sac à main



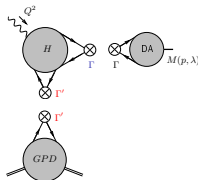
=

$$\langle M(p, \lambda) | \mathcal{O}(\Psi, \bar{\Psi} A) | 0 \rangle$$

élément de matrice d'un opérateur
du cône de lumière **non-local**

=

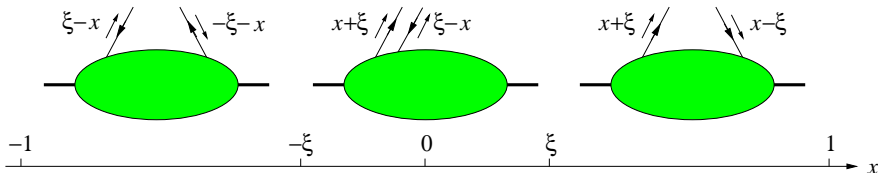
$$\langle N(p') | \mathcal{O}'(\Psi, \bar{\Psi} A) | N(p) \rangle$$

élément de matrice d'un opérateur
du cône de lumière **non-local**

Factorisation colinéaire

Les GPDs au twist 2

Interprétation physique des GPDs



Emission et réabsorption
d'un antiquark
~ PDFs des antiquarks
région DGLAP-II

Emission d'un quark et
émission d'un antiquark
~ échange d'un méson
région ERBL

Emission et réabsorption
d'un quark
~ PDFs des quarks
région DGLAP-I

Factorisation colinéaire

Les GPDs au twist 2

Classification des GPDs au twist 2

- Pour les quarks, on doit distinguer les échanges

- sans renversement d'hélicité (mat. Γ' chirales paires): 4 GPDs chirales

paaires: $H^q \xrightarrow{\xi=0, t=0}$ PDF q , E^q , $\tilde{H}^q \xrightarrow{\xi=0, t=0}$ PDF polarisée Δq , \tilde{E}^q

$$\begin{aligned} F^q &= \frac{1}{2} \int \frac{dz^+}{2\pi} e^{ixP^-z^+} \langle p' | \bar{q}(-\frac{1}{2}z) \gamma^- q(\frac{1}{2}z) | p \rangle \Big|_{z^-=0, z_\perp=0} \\ &= \frac{1}{2P^-} \left[H^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^- u(p) + E^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{i\sigma^{-\alpha} \Delta_\alpha}{2m} u(p) \right], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \tilde{F}^q &= \frac{1}{2} \int \frac{dz^+}{2\pi} e^{ixP^-z^+} \langle p' | \bar{q}(-\frac{1}{2}z) \gamma^- \gamma_5 q(\frac{1}{2}z) | p \rangle \Big|_{z^-=0, z_\perp=0} \\ &= \frac{1}{2P^-} \left[\tilde{H}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \gamma^- \gamma_5 u(p) + \tilde{E}^q(x, \xi, t) \bar{u}(p') \frac{\gamma_5 \Delta^-}{2m} u(p) \right]. \end{aligned}$$

- avec renversement d'hélicité (mat. Γ' chirales impaires): 4 GPDs chirales

impaires: $H_T^q \xrightarrow{\xi=0, t=0}$ PDF de transversité des quarks $\Delta_T q$, E_T^q , \tilde{H}_T^q , \tilde{E}_T^q

$$\begin{aligned} &\frac{1}{2} \int \frac{dz^+}{2\pi} e^{ixP^-z^+} \langle p' | \bar{q}(-\frac{1}{2}z) i\sigma^{-i} q(\frac{1}{2}z) | p \rangle \Big|_{z^-=0, z_\perp=0} \\ &= \frac{1}{2P^-} \bar{u}(p') \left[H_T^q i\sigma^{-i} + \tilde{H}_T^q \frac{P^- \Delta^i - \Delta^- P^i}{m^2} + E_T^q \frac{\gamma^- \Delta^i - \Delta^- \gamma^i}{2m} + \tilde{E}_T^q \frac{\gamma^- P^i - P^- \gamma^i}{m} \right] \end{aligned}$$

Factorisation colinéaire

Les GPDs au twist 2

Classification des GPDs au twist 2

- de façon analogue, pour les gluons:

- 4 GPDs gluoniques sans renversement d'hélicité:

$$H^g \xrightarrow{\xi=0, t=0} \text{PDF } x g$$

$$E^g$$

$$\tilde{H}^g \xrightarrow{\xi=0, t=0} \text{PDF polarisée } x \Delta g$$

$$\tilde{E}^g$$

- 4 GPDs gluoniques avec renversement d'hélicité:

$$H_T^g$$

$$E_T^g$$

$$\tilde{H}_T^g$$

$$\tilde{E}_T^g$$

$$\tilde{E}_T^g$$

(pas de limite vers l'avant en termes de PDFs ici pour les gluons: un changement de 2 unité d'hélicité ne peut être compensé par la cible de spin 1/2)

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Modèle des quarks et spectroscopie des mésons

- spectroscopie: $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$; si l'on néglige les interactions spin-orbite
 $\Rightarrow S, L =$ nombres quantiques additionnels pour classifier les états hadroniques

$$\vec{J}^2 = J(J+1), \quad \vec{S}^2 = S(S+1), \quad \vec{L}^2 = L(L+1),$$

avec $J = |L - S|, \dots, L + S$

- Dans le modèle des quarks usuel: méson = état lié $q\bar{q}$ avec

$$C = (-)^{L+S} \quad \text{and} \quad P = (-)^{L+1}.$$

- Donc:

$$S = 0, \quad L = J, \quad J = 0, 1, 2, \dots : \quad J^{PC} = 0^{-+}(\pi, \eta), 1^{+-}(h_1, b_1), 2^{-+}, 3^{+-}, \dots$$

$$S = 1, \quad L = 0, \quad J = 1 : \quad J^{PC} = 1^{--}(\rho, \omega, \phi)$$

$$L = 1, \quad J = 0, 1, 2 : \quad J^{PC} = 0^{++}(f_0, a_0), 1^{++}(f_1, a_1), 2^{++}(f_2, a_2)$$

$$L = 2, \quad J = 1, 2, 3 : \quad J^{PC} = 1^{--}, 2^{--}, 3^{--}$$

...

- \Rightarrow les mésons exotiques avec $J^{PC} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, \dots$ sont interdits

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Candidats expérimentaux pour les mésons hybrides légers (1)

trois candidats:

- $\pi_1(1400)$
 - GAMS '88 (SPS, CERN): dans $\pi^- p \rightarrow \eta \pi^0 n$ (par le mode $\eta \pi^0 \rightarrow 4\gamma$)
 $M = 1406 \pm 20 \text{ MeV}$ $\Gamma = 180 \pm 30 \text{ MeV}$
 - E852 '97 (BNL): $\pi^- p \rightarrow \eta \pi^- p$
 $M = 1370 \pm 16 \text{ MeV}$ $\Gamma = 385 \pm 40 \text{ MeV}$
 - VES '01 (Protvino) in $\pi^- Be \rightarrow \eta \pi^- Be$, $\pi^- Be \rightarrow \eta' \pi^- Be$,
 $\pi^- Be \rightarrow b_1 \pi^- Be$
 $M = 1316 \pm 12 \text{ MeV}$ $\Gamma = 287 \pm 25 \text{ MeV}$
mais hypothèse de résonance ambiguë
 - Crystal Barrel (LEAR, CERN) '98 '99 dans $\bar{p} n \rightarrow \pi^- \pi^0 \eta$ et $\bar{p} p \rightarrow 2\pi^0 \eta$
(par la résonance $\pi\eta$)
 $M = 1400 \pm 20 \text{ MeV}$ $\Gamma = 310 \pm 50 \text{ MeV}$
et $M = 1360 \pm 25 \text{ MeV}$ $\Gamma = 220 \pm 90 \text{ MeV}$

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Candidats expérimentaux for les mésons hybrides légers (1)

- $\pi_1(1600)$
 - **E852 (BNL)**: réaction périphérique $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- p$ (en mode $\rho\pi^-$) '98 '02, $M = 1593 \pm 8$ MeV $\Gamma = 168 \pm 20$ MeV $\pi^- p \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^- \pi^0 \pi^0 p$ (dans les modes $b_1(1235)\pi^- \rightarrow (\omega\pi^0)\pi^- \rightarrow (\pi^+ \pi^- \pi^0)\pi^0 \pi^-$ '05 et $f_1(1285)\pi^-$ '04), réaction périphérique $\pi^- p$ par $\eta'\pi^-$ '01 $M = 1597 \pm 10$ MeV $\Gamma = 340 \pm 40$ MeV mais **E852 (BNL)** '06: pas de signal exotique dans $\pi^- p \rightarrow (3\pi)^- p$ pour un plus large ensemble de données!
 - **VES '00 (Protvino)**: réaction périphérique $\pi^- p$ par $\eta'\pi^-$ '93, '00, $\rho(\pi^+ \pi^-)\pi^-$ '00, $b_1(1235)\pi^- \rightarrow (\omega\pi^0)\pi^-$ '00
 - **Crystal Barrel (LEAR, CERN)** '03 $\bar{p}p \rightarrow b_1(1235)\pi\pi$
 - **COMPASS '10 (SPS, CERN)**: dissociation diffractive de π^- sur une cible de Pb par effet Primakov $\pi^- \gamma \rightarrow \pi^- \pi^- \pi^+$ (en mode $\rho\pi^-$) $M = 1660 \pm 10$ MeV $\Gamma = 269 \pm 21$ MeV
- $\pi_1(2000)$: vu seulement à **E852 (BNL)** '04 '05 (en $f_1(1285)\pi^-$ et $b_1(1235)\pi^-$)

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Quid de la production dure de méson hybrides?

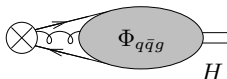
- Y-a-t-il un espoir de voir des mésons hybrides dans des processus durs, avec de forts taux de comptage, et d'étudier leur fonction d'onde sur le cône de lumière?
- Méson hybride = état $q\bar{q}g$
T. Barnes '77; R. L. Jaffe, K. Johnson, et Z. Ryzak, G. S. Bali
- Croyance commune: $H = q\bar{q}g \Rightarrow$ composante élevée dans l'espace de Fock \Rightarrow twist-3
 \Rightarrow électroproduction de H versus ρ supprimée par $1/Q$
- Ce n'est pas vrai!! L'électroproduction d'un hybride est similaire à l'électroproduction d'un méson ρ usuel: elle est de twist 2
I. V. Anikin, B. Pire, O. V. Teryaev, L. Szymanowski, S.W.
Phys.Rev.D70 (2004) 011501
Phys.Rev.D71 (2005) 034021
Eur.Phys.J.C42 (2005) 163
Eur.Phys.J.C47 (2006) 71-79.

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Amplitude de Distribution des mésons exotiques hybrides au twist 2

- Naïvement, pour produire un état $|q\bar{q}g\rangle$, les champs quantiques $\Psi, \bar{\Psi}, A$ doivent apparaître explicitement dans l'opérateur non-local $\mathcal{O}(\Psi, \bar{\Psi}, A)$



- Si l'on essaie de produire $H = 1^{-+}$ à partir d'un opérateur local, l'opérateur dominant devrait être $\bar{\Psi}\gamma^\mu G_{\mu\nu}\Psi$ de twist = dimension - spin = $5 - 1 = 4$
- Il devrait donc y avoir une suppression en $1/Q^2$ dans l'amplitude de production de H versus ρ (de twist 2)
- Mais l'approche colinéaire décrit le contenu non-perturbatif en terme d'opérateurs non-locaux sur le cône de lumière; Ex.: opérateurs de twist 2

$$\bar{\psi}(-z/2)\gamma_\mu[-z/2; z/2]\psi(z/2)$$

où $[-z/2; z/2]$ est une ligne de Wilson, nécessaire pour l'invariance de jauge (i.e. un "tube" de couleur entre q et \bar{q}) qui cache les degrés de liberté gluoniques: le gluon manquant est donc là, au twist 2! Il n'est donc pas nécessaire d'introduire explicitement A !

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Amplitude de Distribution et nombres quantiques: C -parité

- On définit la DA de H par (pol. long.):

$$\langle H(p, 0) | \bar{\psi}(-z/2) \gamma_\mu [-z/2; z/2] \psi(z/2) | 0 \rangle \Big|_{\substack{z^2=0 \\ z_+=0 \\ z_\perp=0}} = i f_H M_H e_\mu^{(0)} \int_0^1 dy e^{i(\bar{y}-y)p \cdot z/2} \phi_L^H(y)$$

- Insertion de l'opérateur de C -parité \Rightarrow **DA antisymétrique pour H^0**

$$\phi_L^H(y) = -\phi_L^H(1-y) \quad \text{alors que la DA du } \rho \text{ usuel est symétrique}$$

- Développement en termes d'**opérateurs locaux**

$$\langle H(p, \lambda) | \bar{\psi}(-z/2) \gamma_\mu [-z/2; z/2] \psi(z/2) | 0 \rangle = \sum_n \frac{1}{n!} z_{\mu_1} \dots z_{\mu_n} \langle H(p, \lambda) | \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_{\mu_1} \dots \overleftrightarrow{D}_{\mu_n} \psi(0) | 0 \rangle,$$

D_μ = dérivée covariante (cf **Yang-Mills**) et $\overleftrightarrow{D}_\mu = \frac{1}{2}(\overrightarrow{D}_\mu - \overleftarrow{D}_\mu)$.

- Cas spécial $n = 0$:

$$\langle H(p, 0) | \psi(0) \gamma_\mu \psi(0) | 0 \rangle = i f_H M_H e_\mu^{(0)} \int_0^1 dy \phi_L^H(y) = 0$$

$$C = (+) \quad C = (-)$$

pas de surprise: on attend ici le méson ρ avec $C = (-)$

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Amplitude de Distribution et nombres quantiques: C -parité et P -parité

- L'état hybride sélectionne les termes **impairs**

$$\langle H(p, \lambda) | \bar{\psi}(-z/2) \gamma_\mu [-z/2; z/2] \psi(z/2) | 0 \rangle = \sum_{n \text{ odd}} \frac{1}{n!} z_{\mu_1} \dots z_{\mu_n} \langle H(p, \lambda) | \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_{\mu_1} \dots \overleftrightarrow{D}_{\mu_n} \psi(0) | 0 \rangle,$$

- Cas particulier $n = 1$:

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} = S_{(\mu\nu)} \bar{\psi}(0) \gamma_\mu \overleftrightarrow{D}_\nu \psi(0),$$

$S_{(\mu\nu)}$ = opérateur de symétrisation: $S_{(\mu\nu)} T_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(T_{\mu\nu} + T_{\nu\mu})$.

- Relation avec la DA du hybride:

$$\langle H(p, \lambda) | \mathcal{R}_{\mu\nu} | 0 \rangle = \frac{1}{2} f_H M_H S_{(\mu\nu)} e_\mu^{(\lambda)} p_\nu \int_0^1 dy (1-2y) \phi^H(y), \quad (1)$$

- C -parité: $C(\mathcal{R}_{\mu\nu}) = +$
- P -parité: $P(\mathcal{R}_{k0}) = -$ (\leftarrow dans le référentiel au repos: $p_i = 0$ et $e_0 = 0$)

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Ingrédient non perturbatif pour la DA du hybride

- Comment fixer f_H (analogue de f_ρ)?
- C'est une quantité non perturbative
- Le réseau ne nous donne pas d'information (rem.: projet ANR FUTUREX)
- L'opérateur $\mathcal{R}_{\mu\nu}$ est relié au tenseur d'énergie-impulsion du quark $\Theta_{\mu\nu}$:

$$\mathcal{R}_{\mu\nu} = -i \Theta_{\mu\nu}$$

- Règles de somme de QCD: résonance pour $M \approx 1.4$ GeV
I. I. Balitsky, D. Diakonov, and A. V. Yung '82 '86

$$f_H \approx 50 \text{ MeV}$$

$$f_\rho = 216 \text{ MeV}$$

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Amplitude pour l'électroproduction du H versus ρ

- Au twist dominant, 2:

$$\mathcal{A}(\gamma_L^* p \rightarrow H_L^0 p) = \int_0^1 dz \int_{-1}^1 dx \Phi_H(z, \mu_F^2) H(x, z, Q^2, \mu_F^2, \mu_R^2) F(x, \mu_F^2)$$

μ_F^2 = échelle de factorisation; μ_R^2 = échelle de renormalisation; on prend $\mu_F = \mu_R$.

- C -parité:

$$\left[\begin{array}{l} C_H = (+) \text{ DA impaire notée } M^- \\ C_\rho = (-) \text{ DA paire notée } M^+ \end{array} \right] \times (C_\gamma = (-)) = \left[\begin{array}{l} C_{q-\bar{q}} = (-) \text{ GPD paire sous } x \leftrightarrow -x \\ C_{q+\bar{q}} = (+) \text{ GPD impaire sous } x \leftrightarrow -x \end{array} \right]$$

$$\mathcal{A}_{\gamma_L^* p \rightarrow M_L^{(\pm)0} p} = \frac{e\pi\alpha_s f_H C_F}{\sqrt{2} N_c Q} \left[e_u \mathcal{H}_{uu}^\pm - e_d \mathcal{H}_{dd}^\pm \right] \mathcal{V}^{(M, \pm)},$$

$$\mathcal{H}_{ff}^\pm = \frac{1}{P_-} \int_{-1}^1 dx \left[\bar{u}(p_2) \gamma^- u(p_1) H_{ff}(x, \xi) + \bar{u}(p_2) \frac{i\sigma_{-\alpha} \Delta^\alpha}{2M} u(p_1) E_{ff}(x, \xi) \right] \left[\frac{1}{x + \xi - i\epsilon} \pm \frac{1}{x - \xi + i\epsilon} \right]$$

$$\mathcal{V}^{(M, \pm)} = \int_0^1 dy \phi^M(y) \left[\frac{1}{y} \pm \frac{1}{1-y} \right].$$

- Pas de singularité de bord en $\frac{1}{y}, \frac{1}{1-y}$ car $\phi^H(y)$ s'annule pour $y \rightarrow 0, 1$

Quelques applications

Electroproduction d'un méson hybride exotique

Taux de comptage pour l'électroproduction de H versus ρ : ordre de grandeur

- Ratio:

$$\frac{d\sigma^H(Q^2, x_B, t)}{d\sigma^\rho(Q^2, x_B, t)} = \left| \frac{f_H}{f_\rho} \frac{(e_u \mathcal{H}_{uu}^- - e_d \mathcal{H}_{dd}^-) \mathcal{V}^{(H,-)}}{(e_u \mathcal{H}_{uu}^+ - e_d \mathcal{H}_{dd}^+) \mathcal{V}^{(\rho,+)}} \right|^2$$

- Estimation:

- on néglige \bar{q} , i.e. $x \in [0, 1]$
 $\Rightarrow \text{Im}\mathcal{A}_H$ et $\text{Im}\mathcal{A}_\rho$ sont égaux au facteur \mathcal{V}^M près
- On néglige les effets de $\text{Re}\mathcal{A}$

$$\frac{d\sigma^H(Q^2, x_B, t)}{d\sigma^\rho(Q^2, x_B, t)} \approx \left(\frac{5f_H}{3f_\rho} \right)^2 \approx 0.15$$

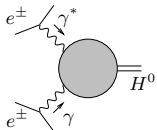
- Etude plus précise basée sur les *Doubles Distributions* pour modéliser les GPDs + effets de μ_R : ordre de grandeur inchangé
- La région autour de 1400 MeV est dominée par la résonance $a_2(1329)(2^{++})$
 - interférence possible entre H et a_2
 - identification à l'aide de la GDA de $\pi\eta$, mode de désintégration principal du candidat $\pi_1(1400)$, par *asymétrie angulaire* en θ_π dans le cms de $\pi\eta$

Quelques applications

Production dure d'un méson hybride exotique en $\gamma^*\gamma$

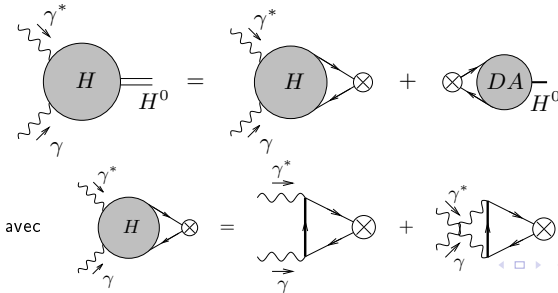
Production de méson hybride dans les collisionneurs e^+e^-

- Les mésons hybrides peuvent être produit abondamment dans le processus $\gamma^*\gamma$, i.e. aux collisionneurs e^+e^- avec un électron sortant détecté



BaBar, Belle, Super-B

- Description dans le cadre de la factorisation dure:



Quelques applications

Production dure d'un méson hybride exotique en $\gamma^* \gamma$

Taux de comptage pour H^0 versus π^0

- La factorisation donne:

$$\mathcal{A}^{\gamma\gamma^* \rightarrow H^0}(\gamma\gamma^* \rightarrow H_L) = (\epsilon_\gamma \cdot \epsilon_\gamma^*) \frac{(e_u^2 - e_d^2) f_H}{2\sqrt{2}} \int_0^1 dz \Phi^H(z) \left(\frac{1}{\bar{z}} - \frac{1}{z} \right)$$

- Ratio H^0 versus π^0 :

$$\frac{d\sigma^H}{d\sigma^{\pi^0}} = \left| \frac{f_H \int_0^1 dz \Phi^H(z) \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{\bar{z}} \right)}{f_\pi \int_0^1 dz \Phi^\pi(z) \left(\frac{1}{z} + \frac{1}{\bar{z}} \right)} \right|^2$$

- On obtient, avec des DAs asymptotiques (i.e. limite où $Q^2 \rightarrow \infty$):

$$\frac{d\sigma^H}{d\sigma^{\pi^0}} \approx 38\%$$

qui reste supérieur à 20% à $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$ (en incluant les effets de twist-3 à la Wandzura-Wilczek pour la DA du H^0) et de façon similaire

$$\frac{d\sigma^H}{d\sigma^\eta} \approx 46\%$$

Quelques applications

Transversité de spin dans le nucléon

Qu'est-ce que la transversité?

- Contenu en spin transverse du proton:

$$\begin{array}{l} |\uparrow\rangle_{(x)} \quad \sim \quad |\rightarrow\rangle + |\leftarrow\rangle \\ |\downarrow\rangle_{(x)} \quad \sim \quad |\rightarrow\rangle - |\leftarrow\rangle \\ \text{spin le long de } x \quad \quad \quad \text{états d'hélicité} \end{array}$$

- Une observable sensible au renversement de l'hélicité donne donc accès à la transversité $\Delta_T q(x)$, qui est très mal connue
- Les GPDs de transversité sont complètement inconnues

- Chiralité:** $q_{\pm}(z) \equiv \frac{1}{2}(1 \pm \gamma^5)q(z)$ avec $q(z) = q_+(z) + q_-(z)$

Chiralité **paire**: conservent la chiralité

$$\bar{q}_{\pm}(z)\gamma^{\mu}q_{\pm}(-z) \text{ et } \bar{q}_{\pm}(z)\gamma^{\mu}\gamma^5q_{\pm}(-z)$$

Chiralité **impaire**: changent la chiralité

$$\bar{q}_{\pm}(z) \cdot 1 \cdot q_{\mp}(-z), \quad \bar{q}_{\pm}(z) \cdot \gamma^5 \cdot q_{\mp}(-z) \text{ et } \bar{q}_{\pm}(z)[\gamma^{\mu}, \gamma^{\nu}]q_{\mp}(-z)$$

- Pour une (anti)particule sans masse, chiralité = (-)hélicité
- La transversité est donc une quantité chirale impaire**

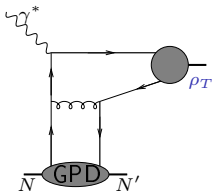
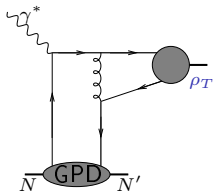
- QCD et QED conservent la chiralité $\Rightarrow \mathcal{A} \sim (\text{Ch.-imp.})_1 \otimes (\text{Ch.-imp.})_2$

Quelques applications

Transversité de spin dans le nucléon

Comment accéder à la transversité?

- La DA dominante du ρ_T est de twist 2 et chirale impaire (couplage $[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$)
- Malheureusement $\gamma^* N^\dagger \rightarrow \rho_T N' = 0$
 - c'est vrai à tous les ordres en perturbation, car il faudrait un transfert d'hélicité du proton de 2 unité: impossible! Collins, Diehl '00
 - argument diagrammatique à l'ordre de Born:



s'annule: $\gamma^\alpha [\gamma^\mu, \gamma^\nu] \gamma_\alpha = 0$

Diehl, Gousset, Pire '99

Quelques applications

Transversité de spin dans le nucléon

Comment contourner cette annulation?

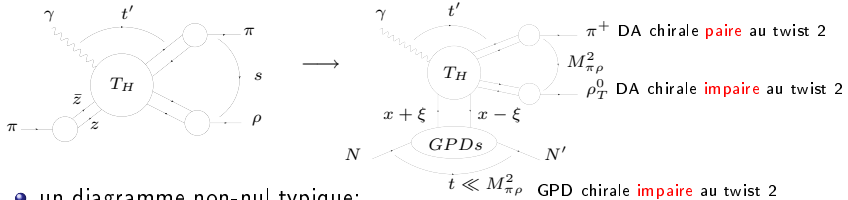
- Cette annulation est vraie seulement au twist 2
- Au twist 3 cette amplitude n'est pas nulle
- Cependant les processus mettant en jeu les DAs de twist 3 posent des problèmes de factorisation (singularités de bord: voir plus loin)
- Le problème de classification des GPDs chirales impaires est ouvert:
Pire, Szymanowski, S.W. en développement, dans l'esprit de la **Factorization Colinéaire sur le Cône de Lumière** récemment développée (Anikin, Ivanov, Pire, Szymanowski, S. W.)

Quelques applications

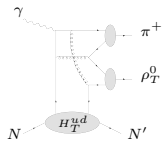
Transversité de spin dans le nucléon: accès aux GPDs de transversité par un processus à 3 corps dans l'état final

$\gamma N \rightarrow \pi^+ \rho_T^0 N'$ donne accès à la transversité

- Factorisation à la **Brodsky Lepage** de $\gamma + \pi \rightarrow \pi + \rho$ à grand s et angle fixe (i.e. ratios $t'/s, u'/s$ fixe) \implies factorisation de l'amplitude pour $\gamma + N \rightarrow \pi + \rho + N'$ à grand $M_{\pi\rho}^2$



- un diagramme non-nul typique:



M. El Beiyad, P. Pire, M. Segond, L. Szymanowski, S.W Phys.Lett.B688:154-167,2010

voir aussi, à grand s , avec échange de Pomeron:

R. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski, O. Teryaev '02

R. Enberg, B. Pire, L. Szymanowski '06

- Processus avec 3 corps dans l'état final: accès à toutes les GPDs: $M_{\pi\rho}^2$ joue le rôle de la virtualité de γ^* (ici en time-like) du DVCS usuel, et peut être varié JLab, COMPASS

Problèmes

Electroproduction du ρ : Règles de sélection et théorèmes de factorisation

Le problème des corrections en puissances

- chiralité = hélicité (particule), chiralité = -hélicité (antiparticule)
- pour des quarks sans masse: vertex de QED et QCD = chiralité paire (pas de renversement d'hélicité pendant l'interaction)
 - ⇒ l'hélicité totale de la paire $q\bar{q}$ produite par un γ^* doit être 0
 - ⇒ hélicité du $\gamma^* = L_z^{q\bar{q}}$ (z projection du moment angulaire orbital de $q\bar{q}$)
- dans la limite purement colinéaire (i.e. twist 2), $L_z^{q\bar{q}}=0 \Rightarrow \gamma_L^*$
- à $t = 0$, pas de source de moment orbital par couplage au proton ⇒ **hélicité du méson = hélicité du photon**
- en factorisation colinéaire, $t \neq 0$ ne change rien du point de vue du terme dur ⇒ la règle de sélection ci-dessus reste valable
- donc: 2 transitions possibles (conservation de l'hélicité en voie s (SCHC)):
 - transition $\gamma_L^* \rightarrow \rho_L$: la factorisation QCD **est valable au twist $t = 2$** à tous les ordres en perturbation (i.e. LL, NLL, etc...)
 - Collins, Frankfurt, Strikman '97 Radyushkin '97
 - transition $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$: la factorisation QCD **est mise en défaut au twist $t = 3$**
 - Mankiewicz-Piller '00

$$\int_0^1 \frac{du}{u} \text{ ou } \int_0^1 \frac{du}{1-u} \text{ diverge (singularité aux bords)}$$

Problèmes

Electroproduction du ρ : Règles de sélection et théorèmes de factorisation

Approximation colinéaire améliorée: une solution?

- on garde une dépendance transverse ℓ_\perp dans les impulsions de q, \bar{q} , qui sert à régulariser les singularités de bord
- l'échange de gluons mous et colinéaires entre quarks de valence est responsable d'effets importants du type double-log, dont l'exponentiation est conjecturée
- ceci est rendu plus transparent en passant dans l'espace des coordonnées: b_\perp conjugué à $\ell_\perp \Rightarrow$ facteur de Sudakov

$$\exp[-S(u, b, Q)]$$

- S diverge quand $b_\perp \sim O(1/\Lambda_{QCD})$ (grande séparation transverse, i.e. petite impulsion transverse) ou $u \sim O(\Lambda_{QCD}/Q)$ Botts, Sterman '89
 \Rightarrow regularisation des singularités de bord pour les facteur de forme $\pi \rightarrow \pi\gamma^*$ et $\gamma\gamma^*\pi^0$ Li, Sterman '92
- il a été proposé de combiner cette effet de resommation perturbative avec un ansatz gaussien non-perturbatif ad-hoc pour les DAs:

$$\exp[-a^2 |k_\perp^2|/(u\bar{u})]$$

qui redonne la DA asymptotique $6u\bar{u}$ par intégration sur k_\perp

\Rightarrow approche phénoménologique de l'électroproduction des mésons

Goloskokov, Kroll '05

QCD à grand s

Motivations théoriques

Un régime particulier de QCD: la limite de Regge perturbative $s \rightarrow \infty$

diffusion de deux hadrons h_1 et h_2 :

- \sqrt{s} ($= E_1 + E_2$ dans le système du centre de masse) \gg autres échelles (masses, impulsion transférées, ...) cf $x_B \rightarrow 0$ en DIS
- autres échelles comparables (virtualités, etc...) $\gg \Lambda_{QCD}$

régime $\alpha_s \ln s \sim 1 \Rightarrow$ sous-série dominante:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{A} = & \left(\text{diagramme} \right) + \left(\text{diagramme} + \text{diagramme} + \dots \right) + \left(\text{diagramme} + \dots \right) + \dots \\
 & \sim s \qquad \qquad \qquad \sim s (\alpha_s \ln s) \qquad \qquad \qquad \sim s (\alpha_s \ln s)^2 \\
 \Rightarrow & \sigma_{tot}^{h_1 h_2 \rightarrow tout} = \frac{1}{s} \text{Im} \mathcal{A} \sim s^{\alpha_{\mathbb{P}}(0)-1}
 \end{aligned}$$

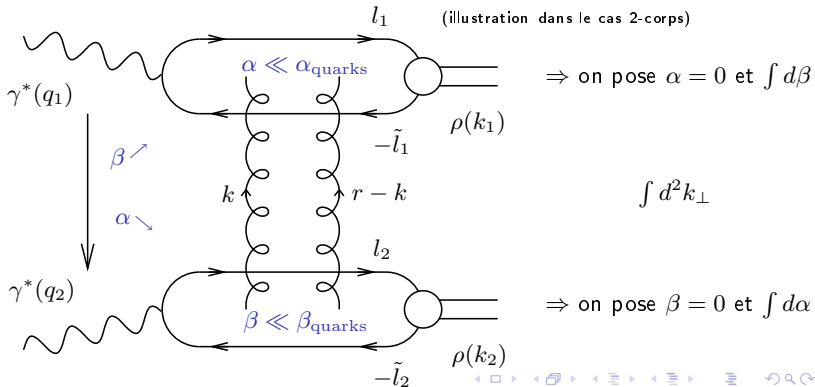
avec $\alpha_{\mathbb{P}}(0) - 1 = C \alpha_s$ ($C > 0$) **Pomeron dur** (Balitsky, Fadin, Kuraev, Lipatov)

- Ce résultat viole l'**unitarité** de la matrice S de QCD ($S S^\dagger = S^\dagger S = 1$ i.e. $\sum \text{Prob.} = 1$)
- Jusqu'où est-ce valable, et comment améliorer ce résultat?
- Peut-on tester cela expérimentalement, en particulier de façon exclusive?

QCD à grand s k_T -factorisation

$\gamma^* \gamma^* \rightarrow \rho \rho$ comme exemple

- Décomposition de Sudakov $k = \alpha p_1 + \beta p_2 + k_\perp$ ($p_1^2 = p_2^2 = 0$, $2p_1 \cdot p_2 = s$)
- avec $d^4 k = \frac{s}{2} d\alpha d\beta d^2 k_\perp$
- les gluons en voie t ont des polarisations "insensées" ($\epsilon_{NS}^{up} = \frac{2}{s} p_2$, $\epsilon_{NS}^{down} = \frac{2}{s} p_1$) dominantes à grand s



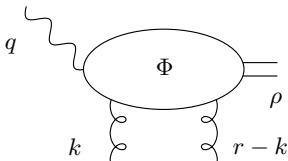
QCD à grand s

 k_T -factorisation

Représentation d'impact pour les processus exclusifs $\underline{k} = \text{Eucl.} \leftrightarrow k_\perp = \text{Mink.}$

$$\mathcal{M} = is \int \frac{d^2 \underline{k}}{(2\pi)^2 \underline{k}^2 (\underline{r} - \underline{k})^2} \Phi \gamma^*(q_1) \rightarrow \rho(p_1^\rho) (\underline{k}, \underline{r} - \underline{k}) \Phi \gamma^*(q_2) \rightarrow \rho(p_2^\rho) (-\underline{k}, -\underline{r} + \underline{k})$$

$\Phi \gamma^*(q_1) \rightarrow \rho(p_1^\rho)$: $\gamma_{L,T}^*(q) g(k_1) \rightarrow \rho_{L,T} g(k_2)$ **facteur d'impact**



invariance de jauge en QCD:

- les cibles sont neutres de couleur
 \Rightarrow leur facteur d'impact doit s'annuler quand $\underline{k} \rightarrow 0$ ou $\underline{r} - \underline{k} \rightarrow 0$
- Au twist 3 (pour la transition $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$), l'invariance de jauge est une contrainte non-triviale lorsque l'on combine les corrélateurs à 2 et 3 corps

QCD à grand s

Production de méson à HERA

Production diffractive de mésons à HERA

HERA (DESY, Hambourg): premier et seul collisionneur $e^\pm p$ (1992-2007)

- Le cas “facile” (du point de vue factorisation): production de J/Ψ ($u \sim 1/2$: limite non-relativiste pour un état lié) combiné à la k_T -factorisation
Ryskin '93; Frankfurt, Koepf, Strikman '98; Ivanov, Kirschner, Schäfer, Szymanowski '00; Motyka, Enberg, Poludniowski '02
- Photoproduction exclusive de méson vecteur à grand t (= échelle dure):
 $\gamma(q) + P \rightarrow \rho_{L,T}(p_1) + P$
à l'aide de la k_T -factorisation:
Forshaw, Ryskin '95; Bartels, Forshaw, Lotter, Wüsthoff '96; Forshaw, Motyka, Enberg, Poludniowski '03
 - les données de H1, ZEUS semblent favoriser BFKL
 - mais la régularisation des divergence de bord pour ρ_T est faite avec une masse de quark: $m = m_\rho/2$
 - la matrice de densité de spin est mal décrite
- Electroproduction exclusive de méson vecteur
 $\gamma_{L,T}^*(q) + P \rightarrow \rho_{L,T}(p_1) + P$ Goloskokov, Kroll '05
basée sur la factorisation colinéaire améliorée pour le couplage à la DA du méson et la factorisation colinéaire pour le couplage à la GPD

QCD à grand s

Production de méson à HERA

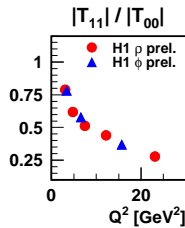
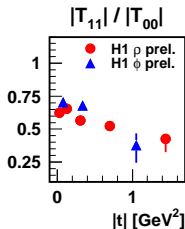
Effets de polarisation dans $\gamma^* P \rightarrow \rho P$ à HERA

- Données expérimentales très précises sur la matrice de densité de spin (i.e. corrélations entre polarisation du γ^* et du ρ)
rem.: le ρ et le γ^* **virtuel** possèdent **3** polarisations:
2 transverses et 1 longitudinale

- à $t = t_{min}$ on distingue expérimentalement

$$\left\{ \begin{array}{l} \gamma_L^* \rightarrow \rho_L : \text{domine ("twist 2": amplitude } |\mathcal{A}| \sim \frac{1}{Q}) \\ \gamma_T^* \rightarrow \rho_T : \text{visible ("twist 3": amplitude } |\mathcal{A}| \sim \frac{1}{Q^2}) \end{array} \right.$$

- Comment calculer l'amplitude de transition $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ à partir des premiers principes?



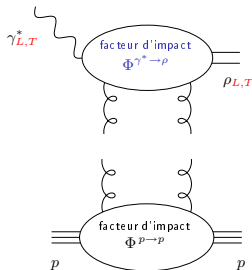
QCD à grand s

Production de méson à HERA

Production exclusive de méson vecteur: Premier calcul cohérent au twist 3 jamais réalisé

Calcul du facteur d'impact $\Phi^{\gamma^* \rightarrow \rho}$ au twist 3:

- Facteur d'impact invariant de jauge
- Absence de singularité de bord grâce à la présence de k_T
- Cela reste vrai dans l'approximation Wandzura-Wilczek (i.e. corrélateurs à 3-corps = 0, les effets de twist 3 provenant alors uniquement d'effets cinématiques)



I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski and S. W.
Phys. Lett. B 688:154-167, 2010 B; Nucl. Phys. B 828:1-68, 2010.

Méthode très puissante applicable à de nombreux processus exclusifs gouvernés par des contributions de twist élevé (voir plus loin)

QCD à grand s

Production de méson à HERA

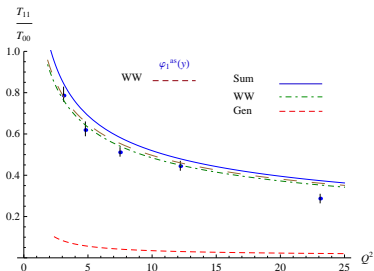
Production exclusive de méson vecteur: Comparaison de notre modèle aux données de H1

- Modèle pour le facteur d'impact du proton:

$$\Phi_{N \rightarrow N}(\underline{k}, \underline{\Delta}; M^2) = A \delta_{ab} \left[\frac{1}{M^2 + \left(\frac{\underline{\Delta}}{2}\right)^2} - \frac{1}{M^2 + \left(\underline{k} - \frac{\underline{\Delta}}{2}\right)^2} \right].$$

$\Phi_{N \rightarrow N} \rightarrow 0$ si $\underline{k} \rightarrow 0$ ou $\underline{\Delta} - \underline{k} \rightarrow 0$

- Résultats très satisfaisants:



A. Besse, I. V. Anikin, D. Y. Ivanov, B. Pire, L. Szymanowski et S. W, à soumettre

QCD à grand s

Applications phénoménologiques: Processus exclusifs au Tevatron, RHIC, LHC, ILC

Processus exclusifs $\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} =$ un lieu en or pour tester QCD à grand s

Proposition pour tester la QCD perturbative à grand s

(structure en t du Pomeron, saturation, Odderon...)

- $\gamma^{(*)}(q) + \gamma^{(*)}(q') \rightarrow J/\Psi J/\Psi$ Kwiecinski, Motyka '98
- Processus $\gamma_{L,T}^*(q) + \gamma_{L,T}^*(q') \rightarrow \rho_L(p_1) + \rho_L(p_2)$ dans $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \rho_L(p_1) + \rho_L(p_2)$ avec reconstruction des deux leptons sortants à ILC Pire, Szymanowski, S. W. '04; Pire, Szymanowski, Enberg, S. W. '06; Ivanov, Papa '06; Segond, Szymanowski, S. W. '07

conclusion: faisable à ILC (grande énergie et grande luminosité); effet BFKL NLL net par rapport aux contributions Born ou DGLAP

- Où est l'Odderon? C -parité de l'Odderon = -1 dans $\gamma + \gamma \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$: la paire $\pi^+ \pi^-$ n'a pas une C -parité fixée \Rightarrow Odderon et Pomeron peuvent interférer \Rightarrow l'Odderon apparaît

linéairement dans l'asymétrie de charge

Pire, Schwennsen, Szymanowski, S. W. '07

= exemple de possibilités offertes par les processus exclusifs ultrapériphériques (p ou \bar{p} comme sources de photon)

mais la distinction avec les processus purement QCD (gluons au lieu de photon) est délicate...

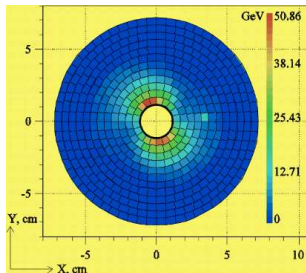
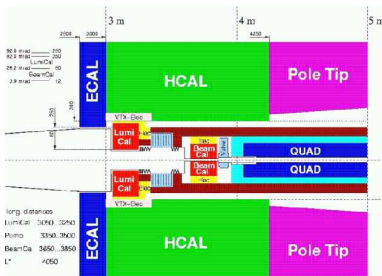
QCD à grand s

Applications phénoménologiques: tests exclusifs du Pomeron

Un exemple de test exclusif réaliste du Pomeron: $\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow \rho\rho$
 comme sous-processus de $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \rho\rho$

Un tel test sur un processus **exclusif** rare serait possible au futur Collisionneur Linéaire International (ILC) e^+e^-

- ILC devrait fournir un **très grand** \sqrt{s} (= 500 GeV) et une **très grande luminosité** ($\simeq 125 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$)
- les détecteurs prévus devraient couvrir les régions “vers l’avant” très proches du faisceau (directions des e^+ et e^- sortant à grand s)

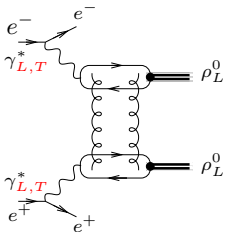


bonne efficacité de détection pour des e^\pm sortant tels que $E_e > 100 \text{ GeV}$ et $\theta > 4 \text{ mrad}$

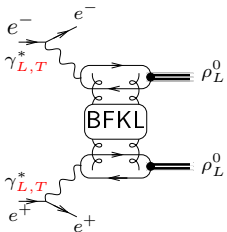
QCD à grand s

Applications phénoménologiques: tests exclusifs du Pomeron

Effets de QCD dans la limite de Regge sur $\gamma^{(*)}\gamma^{(*)} \rightarrow \rho\rho$



$\simeq 4 \cdot 10^3$ événements/an



$\simeq 2 \cdot 10^4$ événements/an

preuve de faisabilité:

B. Pire, L. Szymanowski and S. W.
Eur.Phys.J.C44 (2005) 545

preuve d'une amplification BFKL:

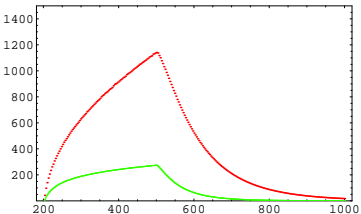
R. Enberg, B. Pire, L. Szymanowski and S. W.
Eur.Phys.J.C45 (2006) 759

étude détaillée de effets de polarisation des γ^*
et taux d'événements:

M. Segond, L. Szymanowski and S. W.
Eur. Phys. J. C 52 (2007) 93

Thèse de M. Segond (2007)

$\frac{d\sigma^{+min}}{dt} (fb/GeV^2)$



Au-delà du twist dominant

Factorisation dans l'approche colinéaire sur le cône de lumière versus approche covariante

Factorisation Colinéaire sur le Cône de Lumière (LCCF)

- Cette méthode LCCF que nous avons développée est cohérente, bien que non covariante, et possède le gros avantage d'être très efficace à mettre en oeuvre pour les calculs pratiques **Anikin, Ivanov, Pire, Szymanowski, S.W. '09**
 - inspirée par le cas inclusif **Ellis, Furmanski, Petronzio '83; Efremov, Teryaev '84**
 - jauge axiale
 - paramétrisation des éléments de matrice le long d'une **direction du cône de lumière privilégiée** $z = \lambda n$ (par exemple $n = 2p_2/s$).
 - Les corrélateurs non-locaux sont définis le long de cette direction privilégiée, par développement de **Taylor** jusqu'à l'**ordre de précision exigé par le développement en twist donné**
 - Ces corrélateurs sont alors réduits à un ensemble minimal en combinant les équations du mouvement et la **condition de n -indépendance**
- Une autre approche (**Braun, Ball**), complètement covariante mais beaucoup moins efficace d'un point de vue pratique pour le calcul des fonctions coefficients, peut être utilisée de façon équivalente
- Nous avons établi le dictionnaire entre ces deux approches
- **Ceci a été testé explicitement pour le facteur d'impact décrivant la transition $\gamma_T^* \rightarrow \rho_T$ au twist 3** **Anikin, Ivanov, Pire, Szymanowski, S.W. '09**

Au-delà du twist dominant

Factorisation Colinéaire sur le Cône de Lumière

Factorisation Colinéaire sur le Cône de Lumière

- Décomposition de **Sudakov** dans la base $p \sim p_\rho$, n ($p^2 = n^2 = 0$ et $p \cdot n = 1$)

$$l_\mu = u p_\mu + l_\mu^\perp + (l \cdot p) n_\mu, \quad u = l \cdot n$$

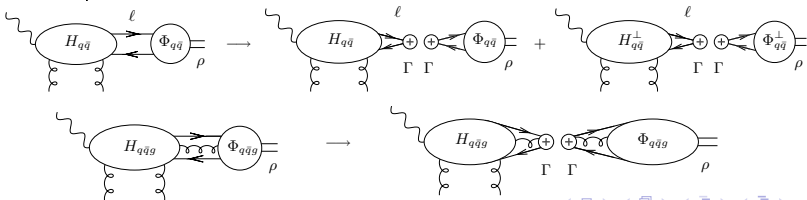
$$1 \quad 1/Q \quad 1/Q^2$$

- Développement du terme **dur** $H(\ell)$ autour de la direction colinéaire p :

$$H(\ell) = H(up) + \left. \frac{\partial H(\ell)}{\partial \ell_\alpha} \right|_{\ell=up} (\ell - up)_\alpha + \dots \quad \text{avec } (\ell - up)_\alpha \approx \ell_\alpha^\perp$$

- $l_\alpha^\perp \xrightarrow{\text{Fourier}}$ dérivée du **terme mou**: $\int d^4z e^{-i\ell \cdot z} \langle \rho(p) | \psi(0) i \overleftrightarrow{\partial}_{\alpha^\perp} \bar{\psi}(z) | 0 \rangle$

- après **Fierz**, cela donne



Au-delà du twist dominant

Factorisation Colinéaire sur le Cône de Lumière

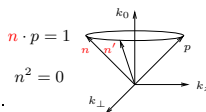
Factorisation Colinéaire sur le Cône de Lumière

- Nombres de quantités non-perturbatives Φ : a priori **7 au twist 3**
- Les corrélateurs non-perturbatifs ne peuvent être obtenus perturbativement!
- On doit réduire leur nombre à un ensemble minimal avant toute utilisation de modèle ou mesure sur le réseau

- **indépendance du choix du vecteur n définissant**

- la direction du cône de lumière z : $z = \lambda n$
- la polarisation du ρ_T : $e_T \cdot n = 0$
- la jauge axiale: $n \cdot A = 0$

$$\mathcal{A} = H \otimes S \quad \frac{d\mathcal{A}}{dn_{\perp}^{\mu}} = 0 \Rightarrow S \text{ reliés entr'eux.}$$



- Nous avons démontré que **3 Distribution d'Amplitude indépendantes** sont nécessaires:

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Equations du mouvement} & 2 \text{ équations} \\ \text{Arbitraire dans le choix de } n & 2 \text{ équations} \end{array} \right.$$

$\phi_1(y)$ ← **corrélateur à 2 corps de twist 2**

$B(y_1, y_2)$ ← **corrélateur vectoriel à 3 corps de pur twist 3**

$D(y_1, y_2)$ ← **corrélateur axial à 3 corps de pur twist 3**

Conclusion

- Depuis une décennie, de nombreux progrès ont été faits dans la compréhension des processus exclusifs **durs**
 - aux énergies intermédiaires, il existe maintenant un cadre conceptuel à partir des premiers principes, permettant de décrire un grand nombre de processus
 - à haute énergie, la représentation d'impact est un outil puissant pour décrire les processus exclusifs diffractifs; ils sont et seront essentiels pour comprendre QCD dans la limite de Regge (Pomeron, Odderon, saturation...)
- Mais des problèmes restent à résoudre:
 - des preuves de factorisation n'ont été obtenues que pour un très petit nombre de processus
(ex.: $\gamma^* p \rightarrow \gamma p$, $\gamma_L^* p \rightarrow \rho_L p$, $\gamma^* p \rightarrow J/\Psi p$)
 - pour certains autres processus la factorisation est très plausible, mais non démontrée (ex.: processus mettant en jeu les GDAs et les TDAs)
 - certains processus montrent explicitement des signes de brisure de factorisation
(ex.: $\gamma_T^* p \rightarrow \rho_T p$ qui a des singularités de bord à l'ordre dominant)
 - des modèles et résultats du réseau pour les moments des corrélateurs non-perturbatifs définissant les GPDs, DAs, GDAs, TDAs seraient bienvenus, même qualitativement!
 - les effets d'évolution QCD, les corrections NLO, les choix d'échelle de renormalisation/factorization, et les corrections en puissance seront importants pour interpréter et décrire les données précises à venir
- Les liens entre communautés théoriques et expérimentales sont très étroits: cf projet ANR FUTUREX LPT+CPHT+IPN

ρ -electroproduction
Chiral-even DA

Two-particles DAs

$\int dl^- \int dl_\perp \Rightarrow$ one deal with **non-local** correlators between fields separated by a **light-like** distance z (along p_2 , conjugated to $+$ direction by **Fourier** transf.)

$$\langle 0 | \bar{u}(z) \gamma_\mu d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle = f_\rho m_\rho \left[p_\mu \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{p \cdot z} \int_0^1 du e^{i(u-\bar{u})p \cdot z} \phi_{\parallel}(u, \mu_F^2) \right. \\ \left. + e_{\perp\mu}^{(\lambda)} \int_0^1 du e^{i(u-\bar{u})p \cdot z} g_{\perp}^{(v)}(u, \mu_F^2) - \frac{1}{2} z_\mu \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{(p \cdot z)^2} m_\rho^2 \int_0^1 du e^{i(u-\bar{u})p \cdot z} g_3(u, \mu_F^2) \right]$$

twists: 2 (ρ_L) + 3 (ρ_\perp) + 4 $p = p_1, P = p_\rho$

$$\langle 0 | \bar{u}(z) \gamma_\mu \gamma_5 d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle = \frac{1}{2} \left[f_\rho - f_\rho^T \frac{m_u + m_d}{m_\rho} \right] m_\rho \epsilon_\mu^{\nu\alpha\beta} e_{\perp\nu}^{(\lambda)} p_\alpha z_\beta \int_0^1 du e^{i\xi p \cdot z} g_{\perp}^{(a)}(u, \mu_F^2)$$

twists: 3 (ρ_\perp)

normalization: from **local** limit

$$\langle 0 | \bar{u}(0) \gamma_\mu d(0) | \rho^-(P, \lambda) \rangle = f_\rho m_\rho e_\mu^{(\lambda)}, \quad \langle 0 | \bar{u}(0) \sigma_{\mu\nu} d(0) | \rho^-(P, \lambda) \rangle = i f_\rho^T (e_\mu^{(\lambda)} P_\nu - e_\nu^{(\lambda)} P_\mu)$$

All four functions $\phi = \{\phi_{\parallel}, g_{\perp}^{(v)}, g_{\perp}^{(a)}, g_3\}$ are normalized as $\int_0^1 du \phi(u) = 1$.

ρ -electroproduction

Some solutions to factorization breaking? Add contribution of 3-particle DAs for ρ_T

addition of 3-particle DAs for ρ Anikin, Teryaev '03 (not enough for ρ_T)

Chiral-even three-particle DAs of ρ

$$G_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu - g[A_\mu, A_\nu]$$

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{u}(z) g \tilde{G}_{\mu\nu}(vz) \gamma_\alpha \gamma_5 d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle &= f_\rho m_\rho p_\alpha [p_\nu e_{\perp\mu}^{(\lambda)} - p_\mu e_{\perp\nu}^{(\lambda)}] \mathcal{A}(v, pz) \\ + f_\rho m_\rho^3 \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{pz} [p_\mu g_{\alpha\nu}^\perp - p_\nu g_{\alpha\mu}^\perp] \tilde{\Phi}(v, pz) &+ f_\rho m_\rho^3 \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{(pz)^2} p_\alpha [p_\mu z_\nu - p_\nu z_\mu] \tilde{\Psi}(v, pz) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{u}(z) g G_{\mu\nu}(vz) i\gamma_\alpha d(-z) | \rho^-(P) \rangle &= f_\rho m_\rho p_\alpha [p_\nu e_{\perp\mu}^{(\lambda)} - p_\mu e_{\perp\nu}^{(\lambda)}] \mathcal{V}(v, pz) \\ + f_\rho m_\rho^3 \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{pz} [p_\mu g_{\alpha\nu}^\perp - p_\nu g_{\alpha\mu}^\perp] \Phi(v, pz) &+ f_\rho m_\rho^3 \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{(pz)^2} p_\alpha [p_\mu z_\nu - p_\nu z_\mu] \Psi(v, pz) \end{aligned}$$

twists: 3 + 4

$$\mathcal{A}(v, pz) = \int \mathcal{D}\underline{\alpha} e^{-ipz(\alpha_u - \alpha_d + v\alpha_g)} \mathcal{A}(\underline{\alpha})$$

$\underline{\alpha}$ is the set of three mom. fractions $\underline{\alpha} = \{\alpha_d, \alpha_u, \alpha_g\}$

$$\int \mathcal{D}\underline{\alpha} \equiv \int_0^1 d\alpha_d \int_0^1 d\alpha_u \int_0^1 d\alpha_g \delta(1 - \sum \alpha_i)$$

Ball, Braun, Koike, Tanaka '98

ρ -electroproduction

Chiral-odd DAs

Chiral-odd two-particles DAs

$$\sigma_{\mu\nu} \equiv \frac{i}{2}[\gamma_\mu, \gamma_\nu]$$

$$\begin{aligned} \langle 0 | \bar{u}(z) \sigma_{\mu\nu} d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle &= i f_\rho^T \left[(e_{\perp\mu}^{(\lambda)} p_\nu - e_{\perp\nu}^{(\lambda)} p_\mu) \int_0^1 du e^{i\xi p \cdot z} \phi_\perp(u, \mu^2) \right. \\ &\quad + (p_\mu z_\nu - p_\nu z_\mu) \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{(p \cdot z)^2} m_\rho^2 \int_0^1 du e^{i\xi p \cdot z} h_\parallel^{(t)}(u, \mu^2) \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} (e_{\perp\mu}^{(\lambda)} z_\nu - e_{\perp\nu}^{(\lambda)} z_\mu) \frac{m_\rho^2}{p \cdot z} \int_0^1 du e^{i\xi p \cdot z} h_3(u, \mu^2) \right] \\ \langle 0 | \bar{u}(z) d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle &= \\ &\quad - i \left(f_\rho^T - f_\rho \frac{m_u + m_d}{m_\rho} \right) (e^{(\lambda)} \cdot z) m_\rho^2 \int_0^1 du e^{i\xi p \cdot z} h_\parallel^{(s)}(u, \mu^2) \end{aligned}$$

twists:

- ϕ_\perp of ρ_T is twist-2
- $h_\parallel^{(s)}$ and $h_\parallel^{(t)}$ of ρ_L are twist-3
- h_3 of ρ_T is twist-4

ρ -electroproduction Chiral-odd DAs

Chiral-odd three-particles DAs

$$\begin{aligned}
& \langle 0 | \bar{u}(z) \sigma_{\alpha\beta} g G_{\mu\nu}(vz) d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle \\
&= f_\rho^T m_\rho^2 \frac{e^{(\lambda)} \cdot z}{2(p \cdot z)} [p_\alpha p_\mu g_{\beta\nu}^\perp - p_\beta p_\mu g_{\alpha\nu}^\perp - p_\alpha p_\nu g_{\beta\mu}^\perp + p_\beta p_\nu g_{\alpha\mu}^\perp] \mathcal{T}(v, pz) \\
&\quad + 4 \text{ DAs involving } \rho_T
\end{aligned}$$

twists:

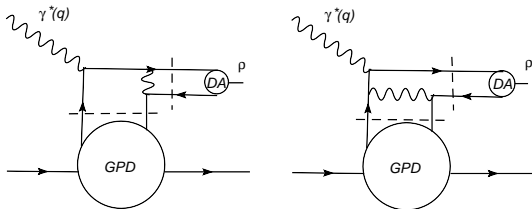
- \mathcal{T} of ρ_L is twist 3
- the 4 DA of ρ_T are twist 4

$$\begin{aligned}
\langle 0 | \bar{u}(z) g G_{\mu\nu}(vz) d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle &= i f_\rho^T m_\rho^2 [e_{\perp\mu}^{(\lambda)} p_\nu - e_{\perp\nu}^{(\lambda)} p_\mu] \mathcal{S}(v, pz) \\
\langle 0 | \bar{u}(z) i g \tilde{G}_{\mu\nu}(vz) \gamma_5 d(-z) | \rho^-(P, \lambda) \rangle &= i f_\rho^T m_\rho^2 [e_{\perp\mu}^{(\lambda)} p_\nu - e_{\perp\nu}^{(\lambda)} p_\mu] \tilde{\mathcal{S}}(v, pz)
\end{aligned}$$

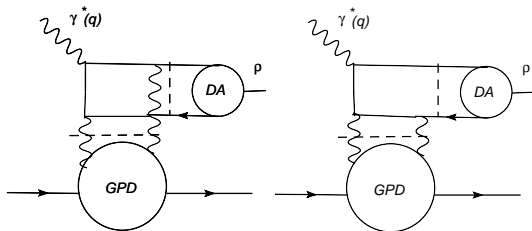
twists: \mathcal{S} and $\tilde{\mathcal{S}}$ of ρ_T are twist 4

ρ -electroproduction

Chiral-even DA: the **hard** part



with quark GPDs



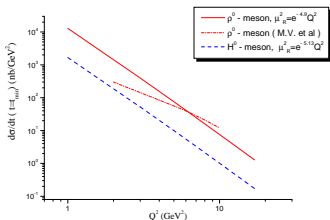
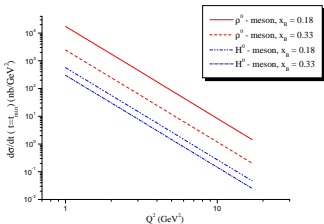
with gluonic GPDs

Hybrid electroproduction

H versus ρ

Counting rates for H versus ρ electroproduction: more precise study

- use standard description of GPDs based on Double Distributions
- $\mu_R^2 = Q^2$ versus BLM scale from NLO (at the level of cross-section)
 - $\xi = 0.2$ (or $x_B \approx 0.33$) $\mu_R^2 = e^{-4.9} Q^2$ ρ $\xi = 0.1$ $\mu_R^2 = e^{-4.68} Q^2$ ρ
 - $\mu_R^2 = e^{-5.13} Q^2$ H $\mu_R^2 = e^{-5.0} Q^2$ H



$$\mu_R^2 = \mu_F^2 = Q^2$$

$$\mu_R^2 = \mu_F^2 = \mu_{BLM}^2 \quad x_B \approx 0.33$$

Ratio $d\sigma^H/d\sigma^\rho$: rather scale-fixing independent

x_B	0.33				0.18			
Q^2 (GeV ²)	3.0	7.0	11.0	17.0	3.0	7.0	11.0	17.0
$\mu_R^2 = Q^2$	0.123	0.123	0.123	0.123	0.0325	0.0326	0.0326	0.0326
$\mu_R^2 = \mu_{BLM}^2$	0.131	0.133	0.133	0.134	0.0356	0.0362	0.0365	0.0367

Generic results for DAs

Equations of motion

Equations of motion

- Dirac equation leads to

$$\langle i(\overrightarrow{\mathcal{D}}(0)\psi(0))_\alpha \bar{\psi}_\beta(z) \rangle = 0 \quad (i\overrightarrow{D}_\mu = i\overrightarrow{\partial}_\mu + A_\mu)$$

- Apply the Fierz decomposition to the above 2 and 3-body correlators

$$-\langle \psi(x) \bar{\psi}(z) \rangle = \frac{1}{4} \langle \bar{\psi}(z) \gamma_\mu \psi(x) \rangle \gamma_\mu + \frac{1}{4} \langle \bar{\psi}(z) \gamma_5 \gamma_\mu \psi(x) \rangle \gamma_\mu \gamma_5.$$

- \Rightarrow Equation of motion which relates the various 2 and 3-body DAs.

Generic results for DAs

Renormalization group equations

Back to the factorization of the process in term of a DA:

$$\mathcal{M}(Q^2) = \Phi^*(x, \mu_F^2) \otimes T_H(x, Q^2, \mu_F^2).$$

The DA $\Phi(u, \mu_F^2)$ satisfies the **Efremov-Radyushkin, Brodsky-Lepage** equation:

$$\mu_F^2 \frac{\partial}{\partial \mu_F^2} \Phi(x, \mu_F^2) = V(x, u, \mu_F^2) \otimes \Phi(u, \mu_F^2),$$

Generic results for DAs

Collinear conformal invariance: Generalities

- the full conformal group $SO(4, 2)$ is defined as transformations which only change the scale of the metric
- $Q^2 \rightarrow \infty$: hadron states are replaced by a bunch of partons that are collinear to p_1 , which thus lives along $p_2 \Rightarrow z$ variable only
- transformations which map the light-ray in p_2 direction into itself = collinear subgroup of the full conformal group $SO(4, 2)$
= $SL(2, \mathbb{R})$:
 - translations $z \rightarrow z + c$
 - dilatation $z \rightarrow \lambda z$
 - special conformal transformation

$$z \rightarrow z' = \frac{z}{1 + 2az}$$

- algebra of $SL(2, \mathbb{R}) = O(2, 1)$
- one remaining additional generator commutes with the 3 previous one: the collinear-twist operator

Generic results for DAs

Collinear conformal invariance: Applications

- the light-cone operators which enters the definition of DAs can be expressed in terms of a basis of conformal operators
- conformal transformations commute with exact Equations Of Motion** (EOM are not renormalized) \Rightarrow EOM can be solved exactly (with an expansion in terms of the conformal spin $n + 2$). Ex.: twist 2 DA for ρ_L :

$$\phi_{\parallel}(u, \mu_0) = 6u\bar{u} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{\parallel}(\mu) C_n^{3/2}(u-\bar{u}) \quad C_n^{3/2} = \text{Gegenbauer polynomial}$$

Ohrndorf '82; Braun, Filyanov '90

but $a_n^{\parallel}(\mu)$ are unpredicted

- the **Leading Order** renormalization of the conformal operators is diagonal in the conformal spin (counterterms are tree level at this accuracy \Rightarrow they respect the conformal symmetry of the classical theory)

$$\phi_{\parallel}(u, \mu) = 6u\bar{u} \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{\parallel}(\mu_0) \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{\alpha_s(\mu_0)} \right)^{\gamma_n^{(0)}/\beta_0} C_n^{3/2}(u-\bar{u}) \xrightarrow{\mu \rightarrow \infty} 6u\bar{u} \text{ asymp. DA}$$

with the anomalous dimensions $\gamma_n^{(0)} = C_F \left(1 - \frac{2}{(n+1)(n+2)} + 4 \sum_{m=2}^{n+1} \frac{1}{m} \right)$

- at **Next to Leading Order** conformal symmetry is broken; studying conformal anomalies provides the NLO anomalous dimensions and corresponding ERBL kernels **Belitsky, Freund, Müller '99 '00**