

[5] INTERACTIONS PROTON-PROTON

→ Les collisions hadron-hadron sont dominées par les interactions softs (petit p_T , petites masses, ...). Occasionnellement, une interaction dure (grand p_T , grande masse, ...) a lieu.

→ En dessous de $\sqrt{s} \lesssim 100 \text{ GeV}$, on étudie les effets de spin et non perturbatifs.

→ Au delà de $\sqrt{s} \gtrsim 300 \text{ GeV}$, une approche perturbative de QCD est possible. (ex: Tevatron et LHC) Cependant, une approche classique est compliquée (événement à 5 jets → calculs au $N^3\text{LO}$)

→ En présence d'une échelle dure, $\sigma(\text{hadron-hadron} \rightarrow X)$ se factorise comme :

$$\sigma_{hh \rightarrow X}(\hat{s}) = \sum_{a,b=q,\bar{q},g} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 f_{a/h}(x_1, \mu_F) f_{b/h}(x_2, \mu_F) \hat{\sigma}_{ab \rightarrow X}(\hat{s}) (x_1, x_2, Q, \mu_F, \alpha_s(\mu_R)) \times \Theta(x_1 x_2 s - Q^2) + \mathcal{O}(\Lambda_{\text{QCD}}^2 / Q^2)$$

où : $\mu_F(R)$ est l'échelle de factorisation (renormalisation)

$\hat{\sigma}$ décrit le processus dur

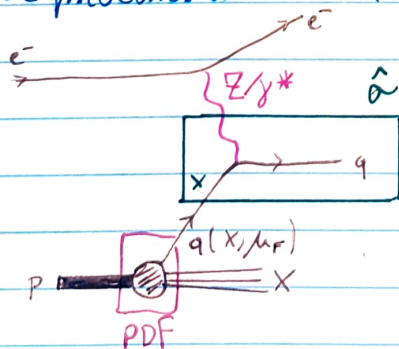
Θ met en évidence le fait que le système partonique doit avoir une énergie suffisante pour produire le système X de masse Q .

↳ La dépendance en μ_R provient du développement finis en α_s

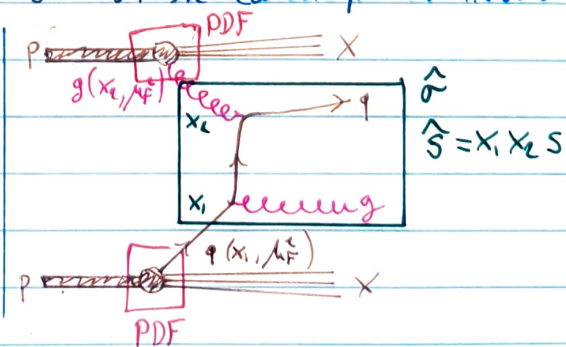
↳ L'échelle de factorisation μ_F donne la valeur jusqu'à laquelle les densités partoniques $f_{a/h}$, $f_{b/h}$ ont été évoluées (via DGLAP).

→ En général, on choisit $\mu = \mu_R = \mu_F = Q$

→ Le processus dur $\hat{\sigma} = \alpha_s (1 + \sum_j c^{(j)} \alpha_s^j)$ se calcule perturbativement.



Deep Inelastic Scattering (ep)



Hadron-hadron (pp)

5.1 Production de jets

- La production de jets ($p\bar{p}$ au TeVatron et pp au LHC) permet de :
 - mesurer α_s
 - tester la factorisation
 - contraindre les PDF
 - sonder la physique à très haute énergie.
 - ↳ $p_T(\text{jets}) \sim 100 \text{ GeV}$

→ La section efficace de production de 2 jets est donnée par :

$$d\sigma = \sum_{\substack{a,b,c,d \\ = q,\bar{q},g}} dx_1 dx_2 f_{a/h}(x_1, \mu_F) \cdot f_{b/h}(x_2, \mu_F) \frac{\hat{\sigma}(a+b \rightarrow c+d)}{d\Phi} d\Phi$$

DEF On introduit les variables (observables) suivantes :

$$\tau = \frac{\hat{s}}{s} = x_1 x_2 \text{ et la rapidité } y \equiv \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right)$$

↳ Est. aussi utile le pseudo-rapidity $\eta \equiv -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right)$

→ Pour un quadri-vecteur p , sa rapidité est ainsi

$$y = \frac{1}{2} \ln \left\{ \frac{E + p_z}{E - p_z} \right\}$$

↳ Lorsque $m^2 \ll p^2$, on a

$$y \approx \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p| + p_z}{|p| - p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right) = \ln \left(\frac{\cos^2(\theta/2)}{\sin^2(\theta/2)} \right)^{1/2} = -\ln \tan(\theta/2) = \eta$$

Dans ce cas, $\cosh y = \frac{E}{p_T}$ et $\sinh y = \frac{p_z}{p_T}$

→ La rapidité du système est constituée des 2 partons produits, d'impulsion p_c et p_d , et donnée par $y = \frac{y_c + y_d}{2} = \frac{1}{2} \ln(x_1/x_2)$
et $\hat{s} = s x_1 x_2 = 4 p_T^2 \cosh^2 y$

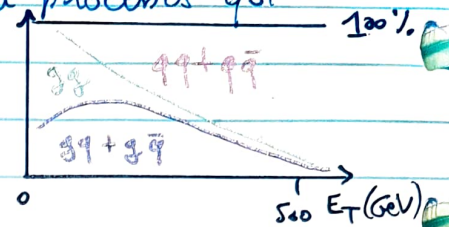
→ Les processus partoniques qui contribuent à l'ordre le + bas sont :

$$\begin{array}{ccccccc} \overline{q}q \rightarrow q\bar{q} & q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} & q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} & q\bar{q} \rightarrow q\bar{q} & q\bar{q} \rightarrow g\bar{g} & & \\ \text{diagrammes} & \text{diagrammes} & \text{diagrammes} & \text{diagrammes} & \text{diagrammes} & + & \text{diagrammes} \\ g\bar{g} \rightarrow q\bar{q} & g\bar{g} \rightarrow g\bar{q} & g\bar{g} \rightarrow g\bar{q} & g\bar{g} \rightarrow g\bar{q} & g\bar{g} \rightarrow g\bar{q} & + & \text{diagrammes} \end{array}$$

- La contribution relative des différents groupes de processus qui contribuent à σ est :

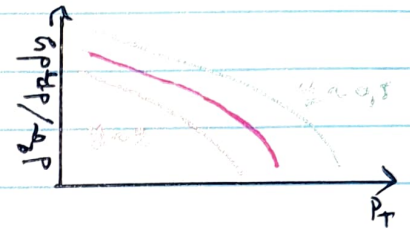
À comparer avec la PDF p_{6T}

- La domination des processus $q\bar{q}$ aux grands p_T provient principalement de la contribution des quarks de valence (grand x)



- La section efficace des jets en fonction de p_T est donnée par :

→ très bon accord entre QCD et data.



5.2 Remarques sur les factorisations QCD

- Les densités de partons extraites des mesures en diffusion $e-p$ permettent de prédire la section efficace en interaction pp avec une grande précision \Rightarrow caractère universel des densités de partons.

→ Seulement possible si on a une factorisation QCD de σ :
 $e p \rightarrow e X$ d'un part et $pp \rightarrow \text{jets } XY$ d'autre part.

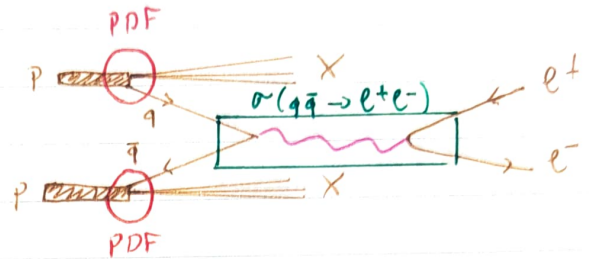
- Intuitivement, à haute énergie, les partons incidents peuvent échanger de l'information : leurs interactions doit $\rightarrow 0$ lorsque l'énergie augmente. Idem pour les états finaux.

→ Pour la divergence collinéaire : compliqué.

5.3 Le processus Drell-Yan

- Correspond à l'annihilation d'un quark avec un antiquark produisant un photon / Z, qui se désintègre en une ou plusieurs particules.
- ↳ le plus souvent, $q\bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow \ell^+\ell^-$
- ↳ canal privilégié pour les mesures de précision au LHC.

5.3.1 A l'ordre le plus bas



- Dans le chap. 3, nous avons obtenu à l'ordre le plus bas :

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4\pi} e_q^2 (1 + \cos^2\theta) = \frac{\alpha^2}{4s} e_q^2 \frac{k^2 + u^2}{s^2}$$

- Dans notre cas, il faut moyenner sur les états de couleurs de l'état initial (et $\hat{s} = s_{q\bar{q}}$) :

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q} \rightarrow e^+e^-}}{d\Omega} = \frac{1}{3} \frac{\alpha^2}{4s_{q\bar{q}}} e_q^2 \frac{k^2 + u^2}{s_{q\bar{q}}^2} \Rightarrow \sigma(q\bar{q} \rightarrow e^+e^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s_{q\bar{q}}} e_q^2$$

En tenant de σ_{pp} , on a

$$\frac{d\sigma(pp \rightarrow e^+e^-)}{dQ^2} = \sum_{q,\bar{q}} \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \left\{ f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) + f_{\bar{q}}(x_1) f_q(x_2) \right\} \sigma_{q\bar{q} \rightarrow e^+e^-} \delta(Q^2 - s_{q\bar{q}})$$

$$\text{où } Q^2 = M_{e^+e^-}^2 = s_{q\bar{q}}$$

$$\delta(Q^2 - s) = 1/Q^2 \cdot \delta(1 - s/Q^2)$$

$$\Leftrightarrow \frac{d\sigma_{pp \rightarrow e^+e^-}}{dQ^2} = \frac{2\pi\alpha^2}{3s} \frac{1}{Q^2} \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_0^1 dx_1 \int_0^1 dx_2 \left(f_q(x_1) f_{\bar{q}}(x_2) + (q \leftrightarrow \bar{q}) \right) \delta(1 - s_{q\bar{q}}/Q^2)$$

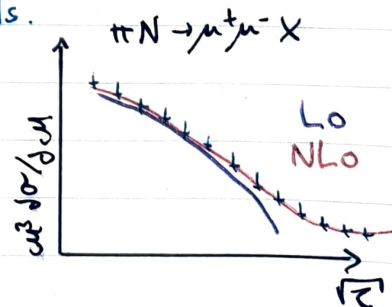
$$\Leftrightarrow \frac{d\sigma_{pp \rightarrow e^+e^-}}{dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \frac{1}{Q^2} \sum_{q,\bar{q}} e_q^2 \int_0^1 \frac{dx_1}{x_1} \left(f_q(x_1) f_{\bar{q}}(2/x_1) + (q \leftrightarrow \bar{q}) \right)$$

↳ On retrouve l'invariance d'échelle : les fonctions f_1 et f_2 ne dépendent pas de $Q^2 \rightarrow$ les diffusions hadron-hadrons mettent aussi en évidence leur structure en constituants ponctuels.

↳ Invariance d'échelle observée dans le processus Drell-Yan dans la diffusion de pions sur nucléons, à plusieurs échelles de Q^2

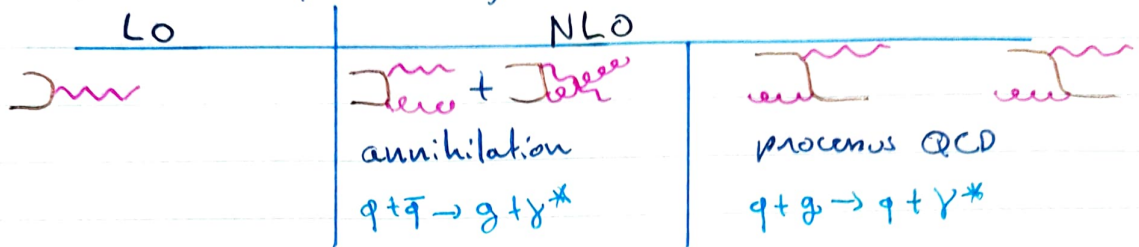
⇒ trace la même courbe $\forall Q^2$.

→ le terme LO \leftrightarrow mouvement de fermi.



5.3.2 Emission d'un jet supplémentaire (NLO) :

→ On prend en compte les diagrammes suivants :



↳ Les processus QCD sont amplifiés car la densité de gluon est très importante.

→ La prise en compte de ces diagrammes vient à considérer la possible présence d'un jet dans l'état final.

5.3.3 Contraintes sur les PDF :

→ Le processus Drell-Yan permet de contraindre le rapport \bar{u}/u .
 La symétrie d'hypercharge est $u = u_p = d_n$ et $\bar{d} = \bar{d}_p = \bar{u}_n$.
 En se limitant à u et \bar{d} , on a :

$$\sigma^{pp} \sim \frac{4}{9} u(x_1) u(x_2) + \frac{1}{9} \bar{d}(x_1) \bar{d}(x_2)$$

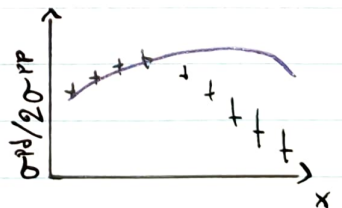
$$\sigma^{pn} \sim \frac{4}{9} u(x_1) \bar{d}(x_2) + \frac{1}{9} \bar{d}(x_1) u(x_2)$$

→ Le rapport des collisions proton-neutron et proton-proton est :

$$\frac{\sigma^{pn}}{\sigma^{pp}} = \frac{(1 + \bar{d}(x_1)/4u(x_1))}{(1 + \bar{d}(x_1)\bar{d}(x_2)/4u(x_1)\bar{u}(x_2))} \frac{(1 + \bar{d}(x_2))}{\bar{u}(x_2)} \sim 1 + \frac{\bar{d}(x_2)}{\bar{u}(x_2)}$$

↳ Les contributions des quarks \bar{u} et \bar{d} de la mer ne sont pas identiques !

⇒ modification importante de la paramétrisation des densités de quarks dans la région de valence.



5.4 Remarques et conclusion

- En 20 ans, QCD n'est imposé comme la théorie des interactions fortes.
- Encore beaucoup de questions ouvertes:
 - la question de la saturation de la densité de gluons.
 - D'où provient le spin du proton?
 - Comment les factorisations sont-elles brisées (dans certains cas)? etc.