

QUELQUES ASPECTS DE L'INTERACTION FORTE

LAURENT SCHOEFFEL
CEA, C.E. Saclay

1 Introduction

L'interaction forte désigne la force qui lie les quarks dans les baryons. Par exemple, à l'intérieur du proton deux quarks up ($m_u = 3$ MeV) et un quark down ($m_d = 6$ MeV) sont confinés dans un rayon de l'ordre du fermi. Le proton acquiert alors une masse de 938 MeV qui résulte essentiellement de l'énergie de confinement, donc de la force qui lie les quarks up et down. Par comparaison, dans un atome d'hydrogène, un proton et un électron sont liés par l'interaction électromagnétique avec une énergie de liaison de 13.6 eV : c'est pourquoi dans le cas du proton (et plus généralement des baryons) on parle d'interaction forte.

Assurant la stabilité de la matière baryonique, l'interaction forte est donc essentielle pour comprendre la structure de la matière à la plus petite échelle (jusqu'à quelques millièmes de fermi). Depuis les années soixante dix, différentes expériences ont apporté une meilleure connaissance de la physique sub-nucléaire : en particulier, nous allons présenter quelques résultats issus des réactions de diffusion d'électrons (particules élémentaires) sur des protons. Dans ces dernières, le faisceau d'électrons agit comme un microscope (électronique) qui vient sonder la structure du proton, et la section efficace de diffusion peut être analysée en terme d'interactions microscopiques avec les quarks (partons chargés) du proton. Ceci est possible car à très petite échelle les partons (chargés ou non) sont quasi-libres.

Nous venons de désigner les quarks de partons chargés, c'est qu'il existe également des partons neutres (les gluons) qui sont les bosons vecteurs de l'interaction forte et que l'on peut mettre en évidence dans les réactions de diffusion électronique.

D'un point de vue théorique également l'interaction forte est un prototype intéressant de théorie de jauge non-abélienne, i.e. théorie reposant sur l'identification d'un groupe de symétrie qui caractérise les interactions entre quarks et gluons, pour lesquelles les vecteurs du champ (les gluons) sont aussi en interaction mutuelle. On appelle QCD (Quantum Chromo-Dynamics) cette théorie¹. De plus, à haute densité d'énergie ($\epsilon > 1$ GeV/fm³), la QCD n'a qu'un très faible nombre de paramètres : à la limite où on se restreint aux quarks up et down (de masses quasi-nulles), à haute densité QCD est une théorie sans paramètre².

1. Nous ne donnons pas de référence dans ce compte-rendu mais pour aller plus loin sur les différents aspects que nous abordons, il peut être intéressant de lire les articles suivants de F. Wilczek : hep-ph/0003183, 9702371, 9609099.

2. On peut en effet absorber la constante de couplage par régularisation dimensionnelle et le terme θ de violation CP peut être négligé dans la plupart des cas. Nous revenons sur ce dernier point dans la suite du compte-rendu.

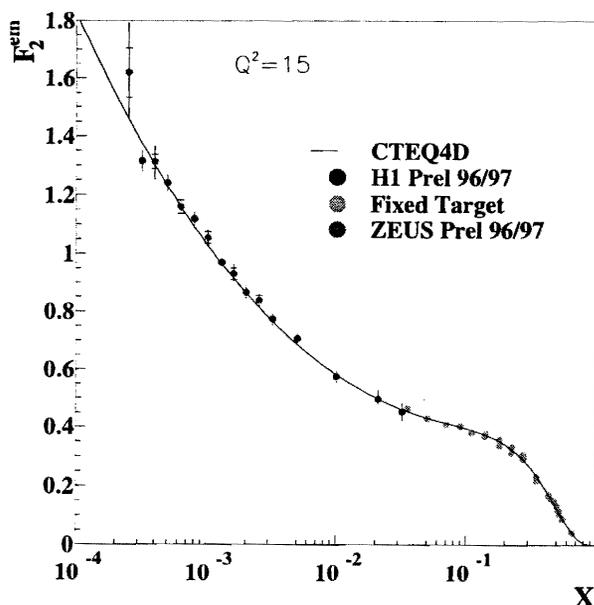
2 Diffusion électronique

Débutons notre brève discussion expérimentale par l'étude la structure du proton jusqu'à des distances de $\frac{0.1}{Q}$ fm (où Q est exprimé en GeV et définit le pouvoir de résolution du microscope réalisé par le faisceaux d'électrons) : à HERA par exemple on atteint des valeurs de Q de l'ordre de 10^2 GeV d'où une résolution de la structure du proton jusqu'à des distances de l'ordre de 10^{-3} fm.

Sur la figure ci-dessous, nous présentons des mesures de F_2 (fonction de structure du proton) qui est proportionnelle à la section efficace de diffusion électronique. De plus, la QCD donne la relation suivante $F_2 \simeq \sum_q e_q^2 x(q + \bar{q})$ où q et \bar{q} désignent la densité de quarks et d'anti-quarks dans le proton.

L'observable F_2 est présentée généralement en fonction de deux variables : Q (ou Q^2) et x . Nous avons déjà introduit Q comme le pouvoir de résolution de l'expérience, la variable x représente quant à elle la fraction d'impulsion du proton emportée par le quark qui interagit directement avec le champ de photons virtuels provenant de l'électron incident.

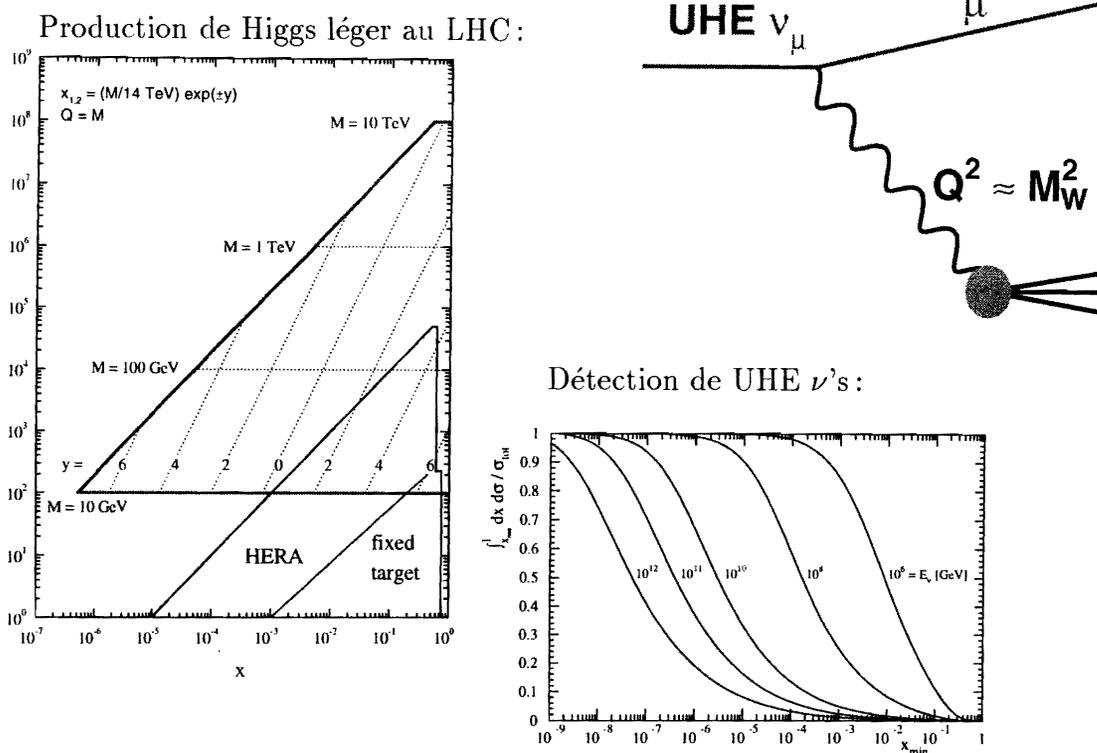
Dans l'hypothèse où le nucléon n'est fait que de trois quarks, des valeurs de x de l'ordre de 0.3 correspondent donc aux quarks up et down déjà mentionnés, ce sont les trois quarks constituants du proton : ils portent chacun environ un tiers de l'impulsion totale du proton. En fait, la dynamique de QCD implique que ces quarks constituants vont émettre (par radiation) d'autres quarks ainsi que des gluons et ainsi de suite, chaque parton radié le long de cette chaîne portant une fraction de plus en plus petite de l'impulsion initiale du proton, donc correspondant à une valeur de x de plus en plus faible. Les partons radiés dynamiquement forment ce que nous appelons la mer de quarks, d'anti-quarks et de gluons.



Sur la figure ci-dessus, nous notons la forte montée de $F_2 \simeq \sum_q e_q^2 (q + \bar{q})$ où q et \bar{q} à petits x ($x \sim 10^{-2}$), ce qui traduit une forte augmentation de la densité des quarks de la mer (et de la densité de gluons) pour ces valeurs de x . Les premières expériences en 1970 ont montré que la densité des quarks constituants up et down tend vers 0 à petits x et sont maximales vers $x \sim 0.25$ (soit un peu moins d'un tiers du fait des radiations QCD). Dès lors, l'observation des fortes densités à petits x pour les gluons et les quarks de la mer (voir la figure ci-dessus) illustre un aspect nouveau de QCD, qui recouvre également une activité théorique importante.

3 Importance du domaine des petits x

La compréhension de la QCD dans ce domaine des petits x , i.e. à grande densité de gluons, est essentielle pour prédire correctement les sections efficaces d'un grand nombre de processus : par exemple, la production d'un Higgs léger au LHC ou l'absorption de neutrinos de grande énergie. Ces deux derniers points sont illustrés sur les figures ci-dessous.



Sur ces deux figures l'importance du domaine des petits x est manifeste, donc la détermination des densités de partons à petits x ainsi que des tests de plus en plus précis de la dynamique de QCD restent de toute première importance pour le futur des expériences en physique des hautes énergie.

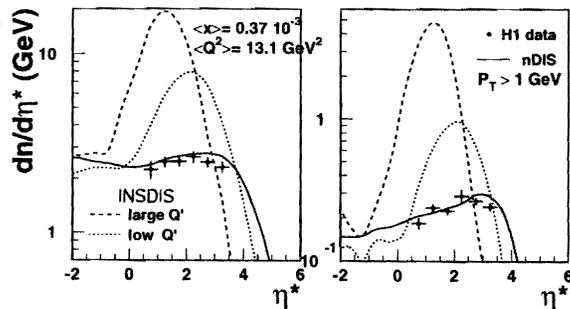
4 La QCD à haute densité, les instantons

Par QCD à haute densité, nous entendons QCD à haute densité d'énergie (soit $\epsilon > 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, la densité de la matière nucléaire standard étant de $0.27 \text{ GeV}/\text{fm}^3$). De telles densités peuvent être obtenues dans les collisions d'ions lourds comme dans l'expérience NA50 en collisions plomb-plomb. Les résultats expérimentaux semblent alors indiquer qu'un nouveau régime de QCD serait atteint dans lequel la propriété d'anti-écranage (de confinement) des partons serait perdue. Différentes interprétations sont possibles, la plus exotique étant la formation d'un plasma de quarks et gluons, la plus simple étant la suivante : d'une manière élémentaire, l'anti-écranage en QCD signifie que les gluons de spin 1 (vecteurs de l'interaction forte) forment un système paramagnétique. Dès lors, si l'énergie du système augmente suffisamment jusqu'à atteindre une phase quasi-classique, alors le système paramagnétique devient diamagnétique (donc avec la propriété d'écranage).

Un autre sujet d'étude en QCD à haute densité concerne la recherche des instantons. Les instantons apparaissent en QCD ou plus généralement dans les théories de jauge non-abéliennes car il existe dans ces théories, en plus de la solution d'action nulle standard, des solutions d'action finie

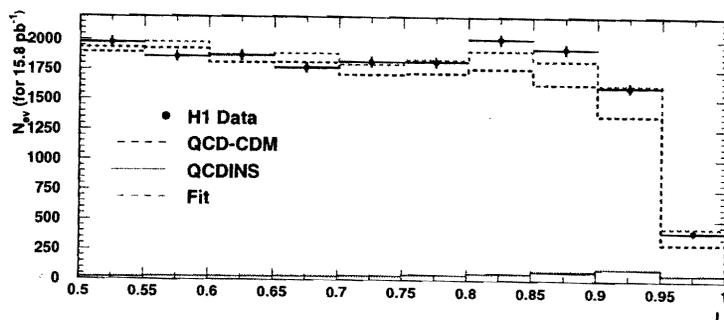
(et non nulle). Les développements autour de la solution $S = 0$ fournissent la série de perturbations habituelle. Ensuite, lorsque l'on prend en compte les solutions d'action finie $S \sim \frac{n}{g^2}$ (où g est la constante de couplage et n est un entier), d'autres termes interviennent dans les développements perturbatifs. Ils sont proportionnels à $\exp(-\frac{C}{g^2})$ et on les appelle séries d'instantons.

En diffusion électron-proton, il existe ainsi des événements pour lesquels l'électron peut sonder non plus des partons mais des instantons du proton. Dans une telle réaction, l'instanton correspond à une zone de forte densité d'énergie (de l'ordre de $10 \text{ GeV}/\text{fm}^3$). L'état final de la diffusion présente alors des caractéristiques particulières: grande énergie transverse, grande multiplicité (grande par rapport au cas d'un événement générique pour lequel l'énergie transverse produite est de 2 GeV par unité de rapidité et la multiplicité de 2 particules par unité de rapidité). Ceci est illustré sur la figure ci-dessous.



De plus, l'instanton peut se désintégrer en un champ quasi-classique de pions, produisant ainsi des états cohérents de pions pour lesquels la fraction de pions neutres par rapport au nombre total de pions peut être très supérieure (ou très inférieure) à $\frac{1}{3}$.

Toutes ces études sont en cours. Un ajustement effectué sur des variables caractéristiques d'un événement instanton (notamment l'énergie transverse et la multiplicité) est présenté ci-dessous et donne un résultat encourageant.



5 Conclusions

La compréhension de l'interaction forte a beaucoup progressé après trente ans de développements théoriques et expérimentaux mais beaucoup reste à faire dans des domaines fondamentaux: le domaine des petits x et la QCD à grande densité d'énergie.