

Panorama théorique



Samuel Wallon

Laboratoire de Physique des 2 Infinis Irène Joliot-Curie
IJCLab

CNRS / Université Paris Saclay

Orsay

et

Sorbonne Université

Exercice de prospective nationale
en physique nucléaire, physique des particules et astroparticules
Séminaire Thématique du GT03 - Physique hadronique

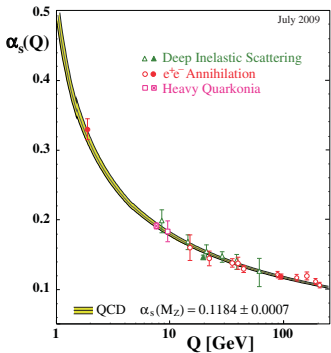
2 mars 2020

SUBATECH, Nantes

L'interaction forte

La liberté asymptotique

Liberté asymptotique et confinement



$$\alpha_s = \frac{g^2}{4\pi}$$

couplage $\alpha_s(Q) \ll 1$ (Q = énergie typique)

pour $Q \gg \Lambda_{QCD} \simeq 200 \text{ MeV}$ soit distance $\sim 1/Q \ll 1 \text{ fm}$

L'interaction forte

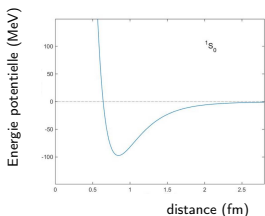
Origine des masses

Pourquoi suis-je *beaucoup* plus lourd que les quarks qui me constituent?!?

- Le mécanisme de **Brout-Englert-Higgs (BEH)** explique la masse des leptons et des quarks
- Mais environ 95 % de la masse de l'univers visible est due à QCD!

$$m_{\text{electron}} \ll m_{\text{quarks u,d}} \sim 1/200 m_{\text{proton}}$$

- Physique nucléaire:



$$\Rightarrow m_{\frac{A}{Z}X} < Z m_{\text{proton}} + (A - Z) m_{\text{neutron}}$$

- QCD: $E_p \sim -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + k r$: **terme linéaire** (confinement) à grande distance

Les gluons jouent ici un rôle essentiel

$$\Rightarrow m_{\text{proton}} \gg m_{\text{quarks u,d}}$$

L'interaction forte

QCD est partout...

QCD joue un rôle central en physique des particules

- L'étude du secteur du boson BEH (découvert en 2012 au LHC)
- La physique de la saveur
ex: pourquoi $m_u \sim m_d \ll m_s \ll m_c \ll m_b \ll m_t$?
- L'étude des rayons cosmiques d'ultra haute énergie
- La recherche de physique au-delà du modèle standard
ex: supersymétrie fermions/bosons ?

exigent un contrôle précis des effets de QCD

L'interaction forte

QCD est partout... et mal comprise!

De nombreuses questions en QCD restent ouvertes

QCD est une théorie très non-linéaire, à la phénoménologie très riche

- physique nucléaire

de l'interaction quark-quark à l'interaction nucléon-nucléon?

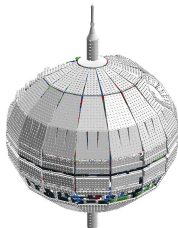
- analogue des forces de London entre molécules neutres électriquement
- ici les hadrons sont neutres de couleur
- force résiduelle?
- hors de portée analytiquement et même numériquement

- physique du plasma quark-gluon

- si l'on chauffe suffisamment noyau, peut-on créer un état déconfiné?
- collision noyau-noyau (LHC)
- quels sont les signaux de formation?

- physique hadronique: comprendre les caractéristiques des hadrons

- Masse
- Spin
- Charge
- ...



L'interaction forte

QCD est partout... et mal comprise!

De nombreuses questions en QCD restent ouvertes

QCD est une théorie très non-linéaire, à la phénoménologie très riche

- physique nucléaire

de l'interaction quark-quark à l'interaction nucléon-nucléon?

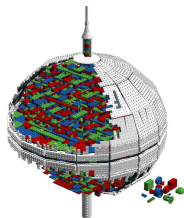
- analogue des forces de London entre molécules neutres électriquement
- ici les hadrons sont neutres de couleur
- force résiduelle?
- hors de portée analytiquement et même numériquement

- physique du plasma quark-gluon

- si l'on chauffe suffisamment noyau, peut-on créer un état déconfiné?
- collision noyau-noyau (LHC)
- quels sont les signaux de formation?

- physique hadronique: comprendre les caractéristiques des hadrons

- Masse
- Spin
- Charge
- ...

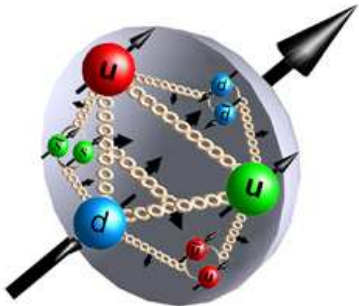


En termes des briques élémentaires colorées:
quark, gluons

L'interaction forte

Et le spin?

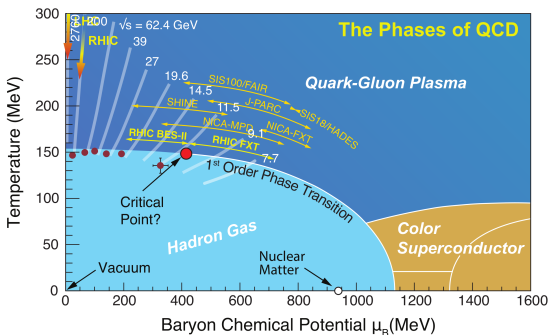
Le puzzle du spin du proton



Le proton est de spin $1/2$

- Les quarks sont de spin $1/2$
- Les gluons sont de spin 1
- Les quarks et les gluons ont un moment orbital
- Quelle est la contribution de chacune de ces composantes au spin total?

Diagramme de phase de QCD



- cross-over phases hadronique \leftrightarrow QGP, à $\mu_B = 0$ et $T_C = 154 \pm 9$ MeV.
- transition du premier ordre attendue à plus petit T et μ_B assez élevé
- point critique attendu, où s'arrête le régime de transition de phase du premier ordre.
- à très grand μ_B , d'autres phases sont attendues (super conductivité de couleur, avec formation de paires de Cooper quark-quark, au sein des noyaux d'étoiles à neutrons)

Ce diagramme est pour l'essentiel inconnu, théoriquement et expérimentalement.

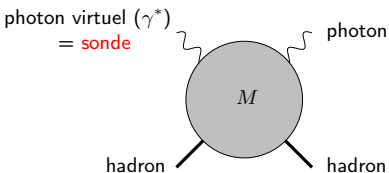
Les outils théoriques

Factorisation courte distance/longue distance

Que faire avec QCD?

exemple: diffusion **Compton**

source de γ^* = faisceau d' e^\pm , de μ^-



- Objectif: décrire M (amplitude de diffusion) en séparant:
 - des quantités non-calculables perturbativement $\alpha_s \sim 1$
 - discrétisation de QCD sur un réseau 4-d: simulations numériques
 - correspondance AdS/QCD
 - des quantités calculables perturbativement $\alpha_s \ll 1$

Les outils théoriques

Approches non perturbatives

Secteur fortement couplé de QCD

QCD sur réseau

$$T = \mu_B = 0$$

- Mesure de α_S en schéma MOM

Vertex gluon-fantôme-fantôme nu:

$$-g_s f^{abc} p^\mu$$

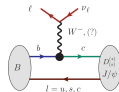
Corrections de QCD au vertex nu: $Z_g = \frac{\tilde{Z}_1}{\tilde{Z}_3^{1/2} \tilde{Z}_3^{1/2} Z_3^{1/2}}$

Miracle: dans la limite où l'impulsion du fantôme entrant s'annule, $\tilde{Z}_1 = 1$

Dans le schéma MOM, seuls les corrélateurs à deux points sont nécessaires: meilleur contrôle du signal

- Spectroscopie (y compris quarkonia)
- Éléments de matrice pour la physique de précision (secteur de la saveur et recherche de nouvelle physique): Facteurs de forme associés aux désintégration du B

$$R_{D^{(*)}} = \frac{\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \tau \nu_\tau)}{\Gamma(B \rightarrow D^{(*)} \ell \nu_\ell)_{\ell=e,\mu}} \text{ et } R_{K^{(*)}}, R_{J/\psi}$$



Les outils théoriques

Approches non perturbatives

Secteur fortement couplé de QCD

QCD sur réseau

$$T = \mu_B = 0$$

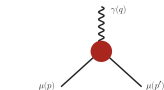
- Moment magnétique anomal du muon: $a_\mu = \frac{(g-2)\mu}{2}$

$\Delta a_\mu \approx 3.5\sigma \Rightarrow$ nouvelle physique?

2 classes de corrections QCD:



polarisation du vide



diffusion lumière-lumière

- Amplitudes de diffusion $2 \rightarrow 2$:
 - approche directe impossible: on ne peut définir les états asymptotiques qui interagissent toujours
 - méthode de Lellouch-Lüscher basée sur les effets de taille finie.
Exemple: $\pi\pi \rightarrow \pi\pi$

- Très récents progrès sur la détermination des PDFs:

pb: sur le réseau, on ne peut se mettre sur le cône de lumière

\Rightarrow quasi-PDFs et pseudo-PDFs permettant d'extraire ensuite les PDF

pseudo-PDFs: séparation de type space-like

futur: extraction d'autres distributions

DAs, GPDs (y compris de transversité), TMDs

Les outils théoriques

Approches non perturbatives

Secteur fortement couplé de QCD

QCD sur réseau

$$T \neq 0$$

- QCD sur réseau à $\mu_B = 0$: accès à une partie du diagramme de phase
mise en évidence d'une transition de phase (mesure de T_c)
- Très difficile de quitter la limite $\mu_B = 0$:
 - Fonction de partition grand canonique: $Z = \text{Tre}^{-(H-\mu N)/T} = e^{-F/T}$
 - Sur le réseau: $Z = \int DU D\bar{\psi} D\psi e^{-S} = \int DU e^{-S_{\text{YM}}} \det M(\mu)$,
 U : lien de jauge; $\psi, \bar{\psi}$ champs de quark

$$\text{action QCD: } S = S_{\text{YM}} + \int d^4x \bar{\psi} M \psi.$$

- Simulations: $\rho(U) \sim e^{-S_{\text{YM}}} \det M(\mu)$ = distribution de probabilité.
- "Problème du signe":

$$[\det M(\mu)]^* = \det M(-\mu^*) \in \mathbb{C},$$

Pour $\mu \neq 0$, $\rho(U)$ est complexe.

Ceci est lié au principe de Pauli: la fonction d'onde change de signe par échange de deux fermions \Rightarrow l'intégrale sur les fermions est très oscillante sauf s'il y a autant de particules que d'antiparticules (i.e. $\mu = 0$).

Les outils théoriques

Approches non perturbatives

Correspondance AdS/CFT et AdS/QCD

- correspondance entre
 - une **théorie des cordes** définie sur un espace anti de Sitter (espace à courbure négative constante) $AdS_5 \times S^5$
 - une **théorie des champs conforme supersymétrique** N=4 à 4 dimension, définie sur la frontière de l'espace de la théorie des cordes
- **dualité entre les fonctions de corrélation définie dans chacune des deux théories**
- QCD n'est pas invariante conforme (les masses brisent l'invariance d'échelle)
QCD = théorie asymptotiquement libre \Rightarrow analogie crédible
- régime **faiblement couplé de la théorie des cordes**
 \leftrightarrow régime à couplage fort de QCD:
 - processus exclusifs et inclusifs, physique à petit x
prédictabilité modérée ($\approx 30\%$)
 - pour QGP: dualité avec une théorie des trous noir
 \Rightarrow prédiction de

$$\frac{\eta}{s} = \frac{\hbar}{4\pi k_B}$$

résultat expérimental proche de cette borne inférieure:

QGP = fluide parfait fortement couplé

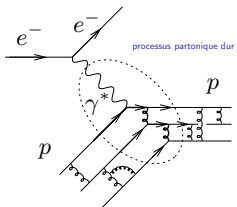
Les outils théoriques

Factorisation courte distance/longue distance

Factorisation

- Objectif: réduire le processus à l'interaction d'un petit nombre de *partons* (quarks, gluons), malgré le confinement
- Ceci est possible si le processus est gouverné par des phénomènes à courte distance ($d \ll 1 \text{ fm}$)
 $\implies \alpha_s \ll 1$: **méthodes perturbatives**
- Il faut pour cela heurter un hadron suffisamment violemment

Exemple: facteur de forme du proton (collision élastique $e^- p \rightarrow e^- p$)



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

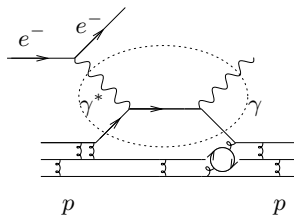
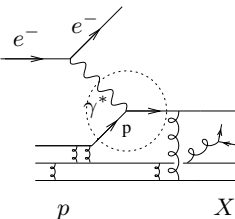
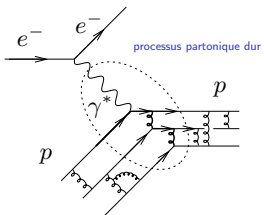
on parle alors de processus **dur**.

Les outils théoriques

Factorisation courte distance/longue distance

Factorisation

- Il faut pour cela une échelle dure:
 - **Virtualité de la sonde électromagnétique**
 - diffusion élastique $e^\pm p \rightarrow e^\pm p$
 - diffusion profondément inélastique (DIS) $e^\pm p \rightarrow e^\pm X$
 - diffusion Compton virtuelle (DVCS) $e^\pm p \rightarrow e^\pm p \gamma$
 - diffusion profondément inélastique semi-inclusive (SIDIS) $e^\pm p \rightarrow e^\pm \text{hadron } p X$
 - **Energie totale dans le centre de masse** en annihilation $e^+e^- \rightarrow X$
 - Production d'un méson lourd
- amplitude = convolution du contenu partonique du hadron avec une amplitude perturbative



Les outils théoriques

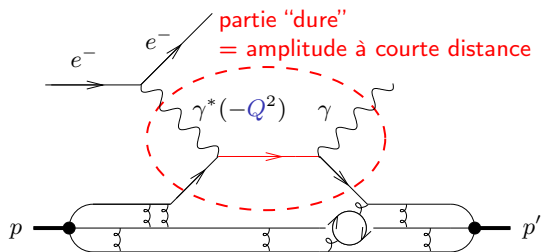
Factorisation courte distance/longue distance

factorisation "colinéaire" de l'amplitude de diffusion du processus DVCS

$$M = \text{amplitude courte distance} \otimes \text{contenu non-perturbatif du hadron}$$

convolution

Diffusion **Compton** profondément virtuelle:



photon virtuel γ^* = sonde

$1/Q$ = résolution spatiale
(inégalité d'Heisenberg)

$$M_{\gamma^* p \rightarrow \gamma p'} \quad \text{corrections perturbatives resummation ?}$$

$$= (\# + \# \alpha_s + \dots)$$

$$+ \frac{1}{Q} (\# + \# \alpha_s + \dots)$$

← corrections en puissances

$$+ \dots$$

Distribution de Partons Généralisée (GPD)

HERA (H1, ZEUS, HERMES), JLab, COMPASS ... LHC ... EIC

Les outils théoriques

Factorisation NRQCD

Production de quarkonium en NRQCD

- Formalisme QCD non relativiste (NRQCD)
Bodwin, Braaten, Lepage; Cho, Leibovich
- Preuve de la factorisation NRQCD: NLO Nayak Qiu Serman 05; à tous les ordres Nayak 15.
- Développement de l'état onium (i.e. $Q\bar{Q}$ lourd) en puissances de la vitesse $v \sim \frac{1}{\log M}$ de ses constituants:

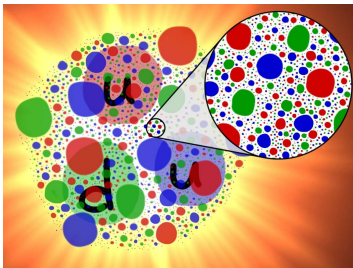
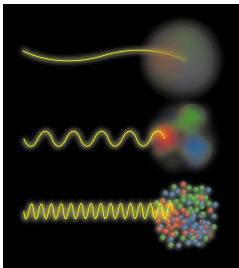
$$\begin{aligned}
 |J/\psi\rangle &= O(1) |Q\bar{Q}[{}^3S_1^{(1)}]\rangle + O(v) |Q\bar{Q}[{}^3P_J^{(8)}]g\rangle + O(v^2) |Q\bar{Q}[{}^1S_0^{(8)}]g\rangle + \\
 &+ O(v^2) |Q\bar{Q}[{}^3S_1^{(1,8)}]gg\rangle + O(v^2) |Q\bar{Q}[{}^3D_J^{(1,8)}]gg\rangle + \dots
 \end{aligned}$$

- toute la physique non-perturbative est codée dans les éléments de matrice à longue distance (LDME) tirés de $|J/\psi\rangle$
- partie dure (série en α_s): obtenue par développement usuel en diagrammes de Feynman
- section efficace = convolution (partie dure)² \otimes LDME
- En NRQCD, Q et \bar{Q} se partagent l'impulsion du quarkonium: $p_V = 2q$
- L'importance relative des contributions singulet versus octet de couleur est toujours l'objet de discussions.

Contenu partonique

Sondes électromagnétiques

Voir l'intérieur d'un proton avec une sonde électromagnétique

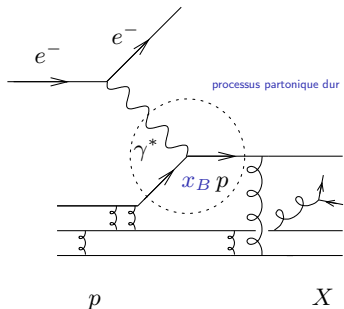


les détails visibles sont directement reliés à la longueur d'onde de la sonde utilisée

Le contenu en quark et gluon du proton

Retour sur l'expérience historique: DIS

La diffusion profondément inélastique



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

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

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

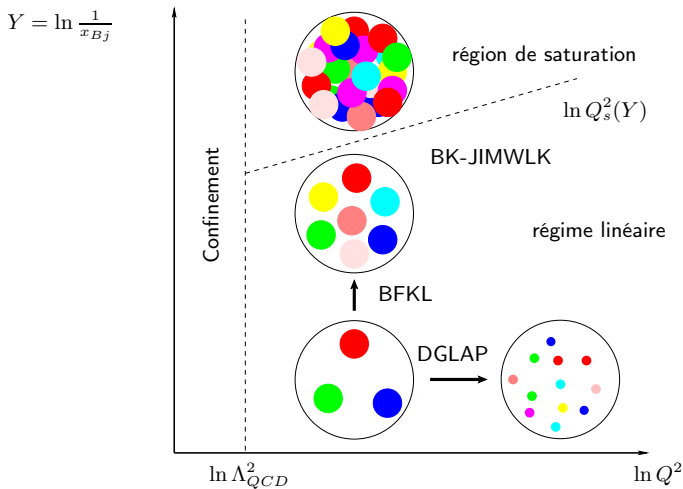
modèle de Bjorken-Feynman 1969

- x_B = fraction de l'énergie-impulsion du proton transportée par le quark
- $1/Q$ = résolution transverse de la sonde électromagnétique $\ll 1/\Lambda_{QCD}$

Le contenu en quark et gluon du proton

DIS

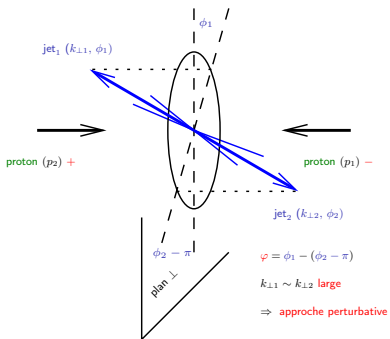
Les différents régimes gouvernant le contenu perturbatif du proton



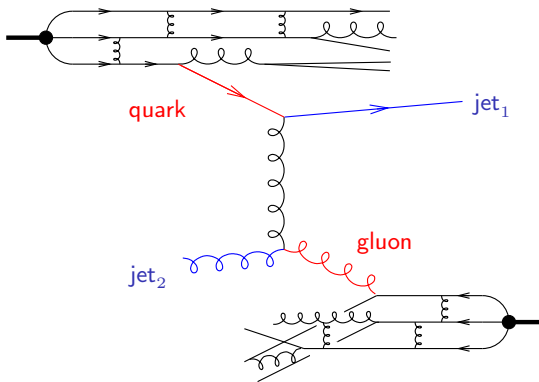
Haute énergie: limite de Regge

Régime linéaire perturbatif BFKL

Jets Mueller-Navelet (1987) aux collisionneurs $pp(\bar{p})$



ordre Born

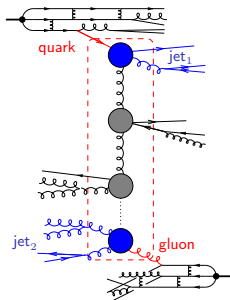
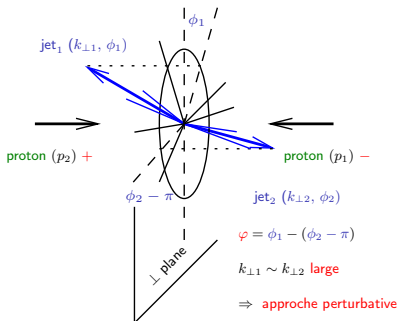


$\varphi = 0$

Haute énergie: limite de Regge

Regime linéaire perturbatif BFKL

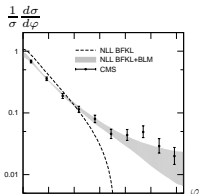
Jets Mueller-Navelet (1987) aux collisionneurs $pp(\bar{p})$



LHC: très grande énergie disponible!

émission de nombreux partons semi-durs,
avec un coût énergétique faible

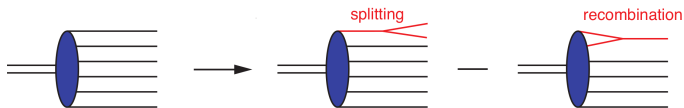
\Rightarrow large section efficace + **décorrélation**
donc $\varphi \neq 0$



Haute énergie: limite de Regge

Régime non-linéaire perturbatif et CGC

Physique de la saturation gluonique



- $\alpha_s \ll 1$: couplage faible \Rightarrow approche perturbative
- système très dense: très grands nombres d'occupation
les gluons peuvent se recombiner

- **échelle caractéristique:** saturation pour $Q^2 \lesssim Q_s^2(x)$

- nombre de gluons par unité de surface:

$$\rho \sim \frac{xG_A(x, Q^2)}{\pi R_A^2}$$

- section efficace de recombinaison:

$$\sigma_{gg \rightarrow g} \sim \frac{\alpha_s}{Q^2}$$

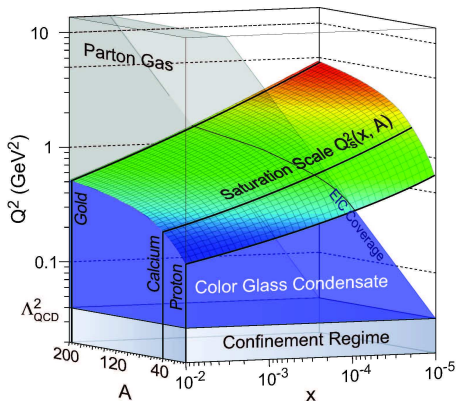
- les effets de recombinaison importants pour $\rho \sigma_{gg \rightarrow g} \gtrsim 1$

$$\text{i.e. } Q^2 \lesssim Q_s^2 \text{ avec } Q_s^2 \sim \frac{\alpha_s xG_A(x, Q_s^2)}{\pi R_A^2} \sim A^{1/3} x^{-0.3}$$

Saturation gluonique

Futur expérimental

Saturation gluonique dans le domaine perturbatif



- A **EIC**, l'échelle de saturation Q_s sera dans le régime perturbatif

$$Q_s^2 \sim \left(\frac{A}{x} \right)^{1/3}$$

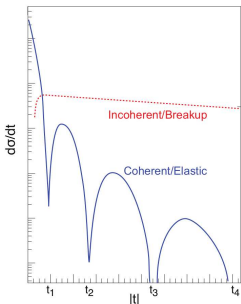
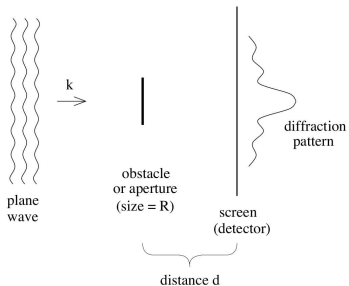
- Energie dans le centre de masse modérée
- Compensée par A qui peut être grand
- Large région perturbative

$$\Lambda_{QCD}^2 \ll Q^2 \ll Q_s^2$$

dans laquelle la saturation est sous contrôle

Diffraction

Diffraction sur un noyau



diffraction incohérente:
le noyau se casse, les nucléons restent intacts

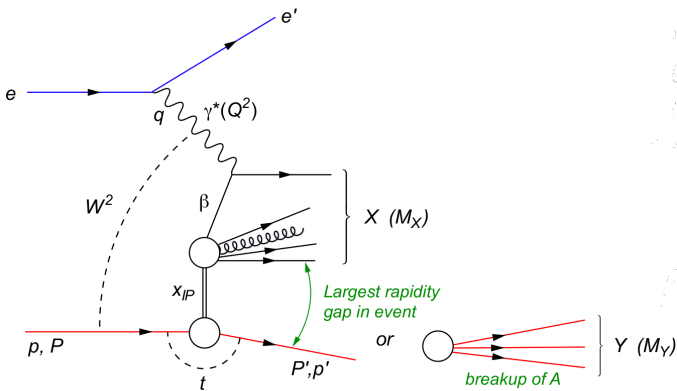
diffraction cohérente:
le noyau reste intact

- la figure diffractive contient de l'information sur la taille R de l'obstacle et sur son opacité optique
- en optique, fonction de θ
- en physique des hautes énergies, $t = -(k \sin \theta)^2$

Diffraction

Cas inclusif

Diffraction sur un noyau diffraction inclusive



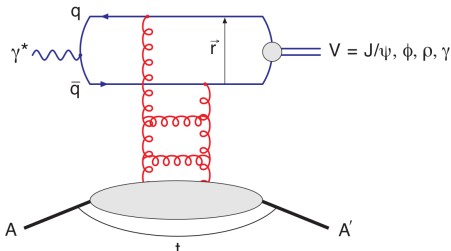
$$t = (p - p')^2$$

Diffraction

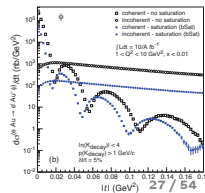
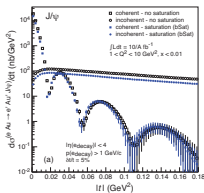
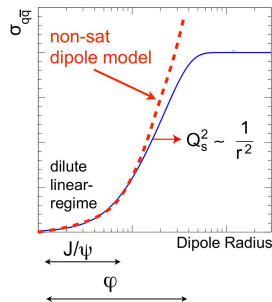
Cas exclusif

Diffraction sur un noyau

Production d'un état exclusif: méson



- la section efficace dipolaire $\sigma_{q\bar{q}}(r)$ sature dans la limite disque noir
- la taille du méson peut servir de filtre:
 - J/ψ de petite taille \Rightarrow dominé par le régime linéaire
 - ϕ, ρ de petite taille \Rightarrow importante contribution du régime non-linéaire saturé



Saturation gluonique en diffraction

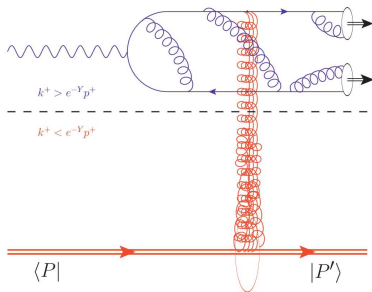
Le règne de la précision

Saturation gluonique à l'ordre NLO

Mettre en évidence de façon indiscutable les effets de saturation gluonique, à l'œuvre dans le condensat de verre de couleur (CGC), exige un traitement complet à l'ordre NLO

- Approche "onde de choc":
dans le référentiel de la sonde,
le champ gluonique échangé est
localisé à l'origine des temps
 $x^+ = 0$
(sur le cône de lumière)
⇒ théorie effective
- L'évolution du CGC est
maintenant connue à l'ordre NLO
- Les premiers facteurs d'impact
(couplage CGC-sonde) ont
récemment été menés à l'ordre
NLO (production de dijets, méson)

LHC, EIC



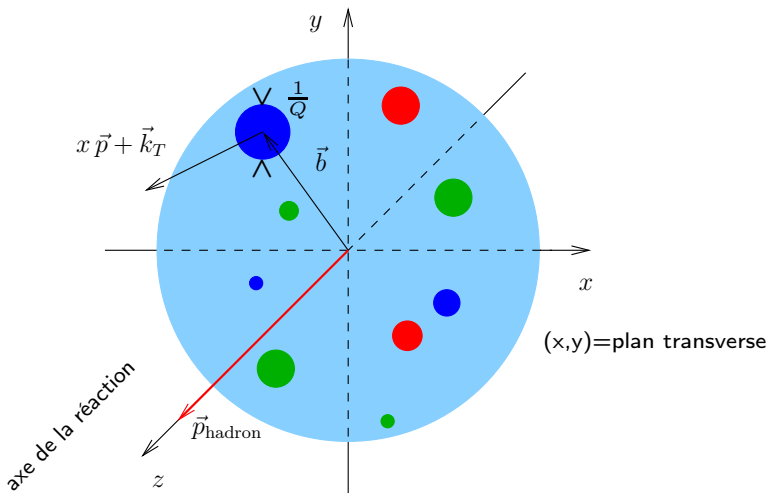
séparation en rapidité entre modes
quantiques et classiques
production diffractive d'un dijet

Le contenu en quark et gluon du proton

Au-delà de DIS

Accéder aux distributions multidimensionnelles en quark et gluons pour les hadrons?

Information 5-dimensionnelle



Le contenu en quark et gluon du proton

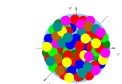
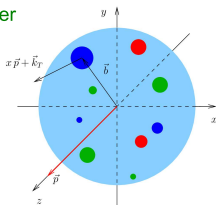
Le tableau ultime

5D

distributions de Wigner
pour les hadrons

$$W(x, \vec{b}, k_T)$$

Expérimentalement
inaccessible directement



limite de Regge
perturbative

uPDFs (gluons)

distributions de partons
non intégrées

$$\int d^3 \vec{b}$$

TMDs

$$f(x, k_T)$$

distributions en moment
transverse

$$\int d^2 k_T \int d b_T$$

distributions en
paramètre d'impact

$$b_T \leftrightarrow \Delta$$

$$f(x, b_T)$$

$$H(x, 0, t)$$

$$t = -\Delta^2$$

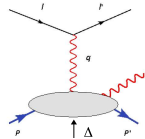
$$\int d^2 k_T \int \text{Fourier}(\vec{b})$$

$$\xi = 0$$

GPDs

$$H(x, \xi, t)$$

distributions de partons
généralisées

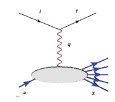


processus
exclusifs

3D

processus
semi-inclusifs

1D

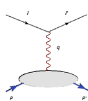
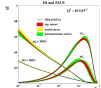


processus inclusifs et
semi-inclusifs

PDFs

$$f(x)$$

distribution de
partons

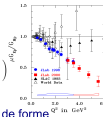


diffusion élastique

FFs

$$G_{E,M}(t)$$

facteurs de forme



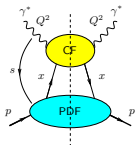
$$\int dx x^{n-1}$$

GFFs

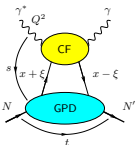
Facteurs de forme
généralisés
réseaux

Le contenu en quark et gluon des nucléons... et des noyaux

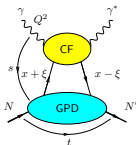
De DIS aux processus exclusifs



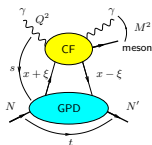
Diffusion profondément
profondément inélastique (DIS)



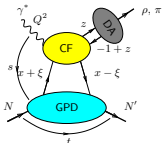
Diffusion Compton
profondément virtuelle (DVCS)



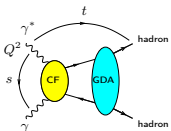
Diffusion Compton
de genre temps (TCS)



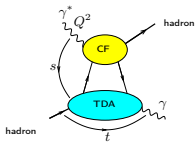
Diffusion Compton généralisée
avec production de paire



Production profondément
virtuelle de méson (DVMP)



Annihilation $\gamma^* \gamma$

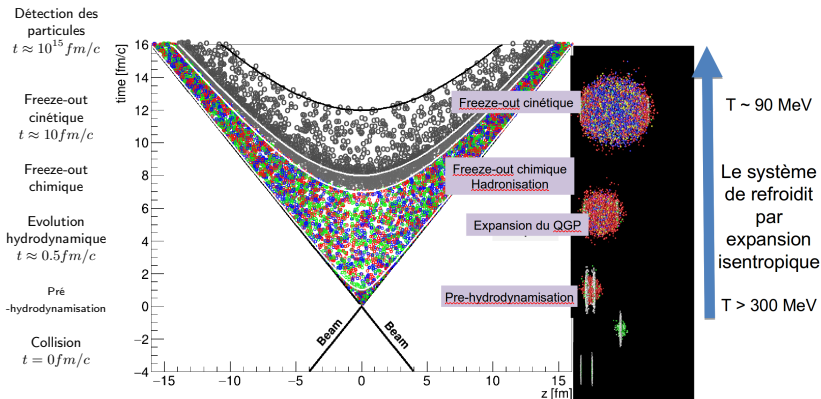


Diffusion Compton
profondément virtuelle vers l'arrière

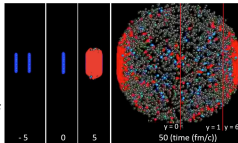
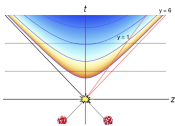
- **test de la factorisation** (et de l'universalité des distributions non perturbatives)
- **complémentarité des processus afin d'extraire les GPD**
- **nécessité de contrôler les corrections radiatives (NLO) et les corrections en puissance** (ex: DVMP en π^0)
- **le secteur de la transversité est particulièrement difficile d'accès**
- **l'extension aux noyaux est très prometteuse**
- **il est essentiel d'étendre le domaine cinématique: en ξ , en t , en Q^2 :**
JLab, COMPASS, ... LHC en UPC, EIC

Collisions d'ions lourds

Modèle standard d'une collision



temps propre fixé
rapidité y fixée



gouttes de QGP

Collisions d'ions lourds

Sondes molles et sondes dures

- partie molle du spectre en p_T : distribution thermique, flot hydrodynamique
- partie dure: physique des jets, quarkonia, etc.

En pratique:

aux énergies du LHC, 98% des particules sont produites pour un $p_t < 2$ GeV
80% pions, 13% kaons, 4% protons

⇒ QCD perturbative inapplicable dans la plupart des situations. Ceci n'interdit pas une approche théorique...

C'est la grande différence avec le monde des sondes électromagnétiques.

Collisions d'ions lourds

Température du QGP

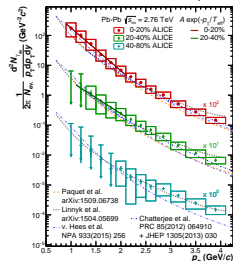
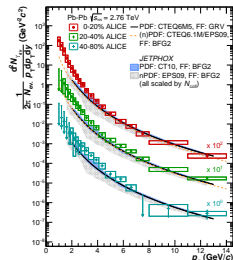
Spectre des γ directs

γ interagit faiblement avec le QGP, donc spectre gouverné par le **début** de la collision

- contribution des photons durs dominée par pQCD
- excès dans le spectre à bas p_T des γ émis pendant l'expansion hydrodynamique du QGP, pour les collisions centrales

$$\frac{dN}{dp_T} \approx \exp[-p_T/T]$$

- $T = 297 \pm 12 \pm 41$ MeV LHC
RHIC: $T = 220$ à 240 MeV
- possible d'étudier le spectre des γ^* produit par annihilation des $q\bar{q}$ du milieu \Rightarrow spectre en dileptons

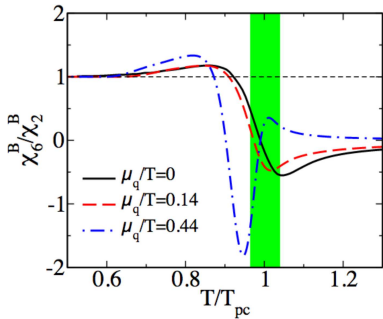


Collisions d'ions lourds

Symétrie chirale

Restauration de la symétrie chirale

- QCD sur réseau:
restauration de la symétrie chirale \leftrightarrow déconfinement:
même température sur le réseau
ce n'est pas a priori un conséquence des premiers principes
- vérification/test expérimental:
symétrie chirale: fluctuation événement par événement des charges conservées de QCD (nombre baryonique, étrangeté, charge électrique)



étude des cumulants χ_n de
 $N_p - N_{\bar{p}}$ (skewness, kurtosis, ...)

**Preuve expérimentale que les deux
températures sont identiques**

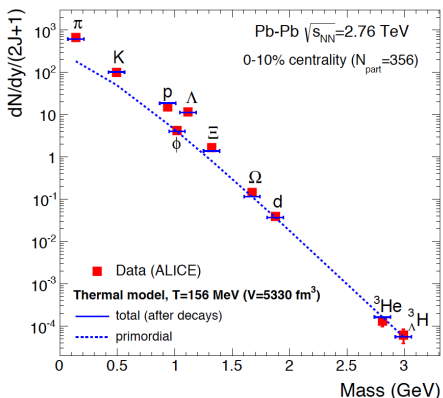
Collisions d'ions lourds

Equilibre chimique

Equilibre chimique

équilibre chimique sur les produits de réaction: excellente description, sur 7 ordres de grandeur, avec T_{ch} de freeze-out chimique ≈ 156 MeV

\Rightarrow extraction de T et μ_B par ajustement de la distribution de Boltzmann sur la distribution des produits de réaction

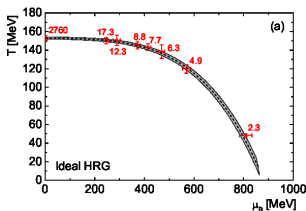
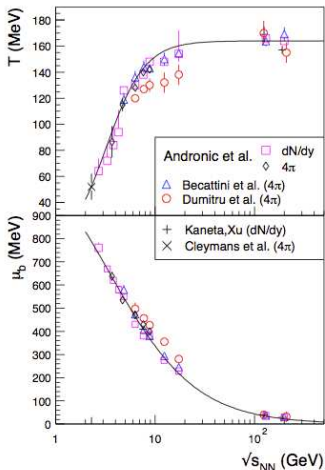


$$\frac{dN}{dy} \approx \exp[-m/T_{ch}]$$

(en détail, s'obtient à partir de la fonction de partition)

Collisions d'ions lourds

Equilibre chimique

Scan en T et μ_B par scan en s_{NN}  s_{NN} en GeV

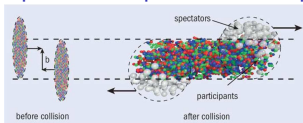
- la ligne de freeze-out est observée
- à très grand s , $T_{ch}|_{max} \simeq 160$ MeV proche de la valeur QCD sur réseau
- frontières
 - à haute énergie: LHC (CMS, ALICE, LHCb, ATLAS, NA-61)
 - à basse énergie: Programme Beam Energy Scan (BES) à RHIC et scan possible dans le futur à FAIR et NICA.

Collision d'ions lourds

Cinématique: paramètre d'impact

Modèle de Glauber (Bialas, Biezynski, Czyz)

multiplicité \leftrightarrow paramètre d'impact



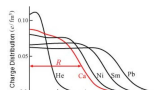
hypothèses:

- noyau caractérisé par la distribution des nucléons
- les nucléons se déplacent en ligne droite
- les nucléons restent intacts après collision
- pas d'effet d'interférence quantique
- probabilité d'interaction entre nucléons donnée par σ_{pp}

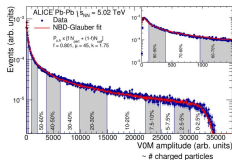
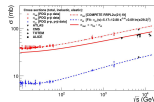
simulation Monte Carlo \Rightarrow connaissance (statistique) de:

- N_{part} (nombre de nucléons participants)
- N_{coll} (nombre de collisions entre nucléons) \propto multiplicité

les spectateurs peuvent également être utilisés
(via les détecteurs à angle nul)



Woods-Saxon



Collision d'ions lourds

Traitement hydrodynamique de l'expansion du QGP

Hydrodynamique relativiste Cadre théorique

- repose sur l'hypothèse d'un **équilibre thermodynamique local** (\neq global)

$$\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0 \text{ conservation du tenseur energie-impulsion}$$

$$\partial_\mu j_B^\mu(x) = 0 \text{ conservation du nombre baryonique}$$

- 5 équations indépendantes, 6 variables:

- densité d'énergie $\epsilon(x)$
- densité d'impulsion $P(x)$
- vitesse du fluide $\vec{v}(x)$

- rôle important des effets dissipatif**

\Rightarrow termes supplémentaires dans le membre de droite, qui font intervenir les **viscosités de cisaillement** η et de volume ζ

développement en gradient autour de l'équilibre local

- approche valable dans la limite $Kn = \frac{\ell_{lpm}}{R} \ll 1$:

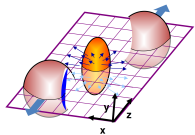
taille du système R grande devant le libre parcours moyen ℓ_{lpm} .

Pour un système relativiste, ceci se ramène à:

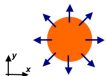
$$\frac{1}{Kn} \sim Re \gg 1 \quad \text{i.e. } \eta \text{ petit: } \textbf{fluide peu visqueux}$$

Collision d'ions lourds

Flot et anisotropie azimutale



flot radial

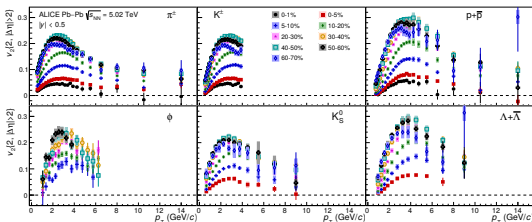
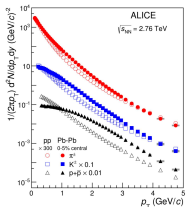


Hydrodynamique relativiste en action

développement en harmoniques:

$$E \frac{d^3 N}{dp^3} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2 N}{p_T dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\varphi - \Psi_n)] \right),$$

flot elliptique

flot radial et flot elliptique v_2 sont:

- maximal aux centralités intermédiaires
- croit avec m ($m_p > m_K > m_\pi$): effet de boost: $p_T = \beta\gamma m$ avec β universel (flot)
- maximal à grand p_T

Collision d'ions lourds

Anisotropie du flot et mesure de la viscosité

- Flot elliptique dominé par des contributions provenant du début de la collision:
 - ratio $\frac{v_2}{n_q}$ universel \Rightarrow signe d'une compression initiale du système au niveau des quarks et non des hadrons dans l'état final
 - une approche partonique dure ne suffit pas pour décrire les données

- comparaison expérience/simulations hydrodynamiques:

v_2 diminue quand η/s augmente

(viscosité de cisaillement / taux de production d'entropie)

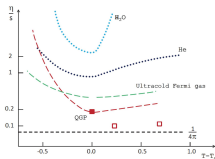
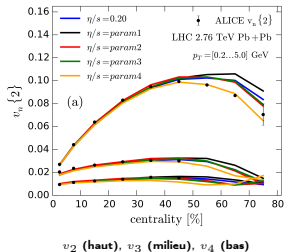
la dissipation fait perdre la mémoire de la géométrie initiale lors de l'expansion hydrodynamique

modèles:

pQCD + saturation + hydrodynamique

\Rightarrow mesure de η/s :

fluide quasi parfait

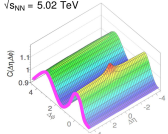


Collision d'ions lourds

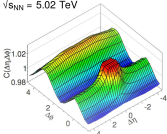
Effets de crête

Corrélations à deux particules

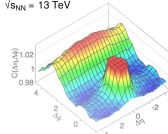
Pb+Pb

 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ 

p+Pb

 $\sqrt{s_{NN}} = 5.02 \text{ TeV}$ 

p+p

 $\sqrt{s_{NN}} = 13 \text{ TeV}$ 

deux crêtes ("ridges")
étalées en $\Delta\eta$

- $\Delta\phi \approx 0$ flot?
- $\Delta\phi \approx \pi$ flot?

- corrélation à deux particules $\propto v_n^2 \cos(n\Delta\phi)$
 - effet collectif?
 - effet provenant de quelques particules?
- Deux types de contributions:
 - contributions venant du flot hydrodynamique: $\Delta\phi \approx 0$ et $\Delta\phi \approx \pi$
 - contributions ne venant pas du flot hydrodynamique:
 - désintégration des résonances: $\Delta\phi \approx 0$
 - dijet (pic avant-arrière $\Delta\phi \approx \pi$)
 - à bas p_t , conservation de l'énergie-impulsion: $\Delta\phi \approx 0$
- en Pb-Pb, en plus du flot:
 - pic $\Delta\phi \approx \Delta\eta \approx 0$: fragmentation d'un jet, désintégration, etc...
localisée dans un cône \Rightarrow facile à isoler par rapport au flot
 - dijet: pic $\Delta\phi \approx \pi$ mais étalé en $\Delta\eta$ du type configuration
Mueller-Navelet \Rightarrow difficile à isoler AA: sous-dominant pour $p_T < 5 \text{ GeV}$
- Pb-p et pp: effets de crête en $\Delta\phi \approx 0$ et $\Delta\phi \approx \pi$ très clair, **venant du flot**

Collision d'ions lourds

Traitement hydrodynamique

Hydrodynamique relativiste Applicabilité

différentes estimations permettent d'évaluer

- la température pour que le QGP puisse exister

$$\ell_{lpm} \sim (2 \text{ fm}) \left(\frac{T_0}{T} \right)^3 \frac{\sigma_1}{\sigma}$$

- T = température du QGP
- $T_0 = 200 \text{ MeV}$ échelle, $\neq T_{transition}$
- σ = section efficace parton-parton
- $\sigma_1 = 1 \text{ mb}$

\Rightarrow pour un gros noyau $R \sim 6 - 7 \text{ fm}$

$Kn \lesssim 0.1$ pour T jusqu'à environ 200 MeV ou même moins

- la taille minimale d'une goutte de QGP
 - succès du développement en harmonique du flow
 - η/s très petit: ℓ_{lpm} ci-dessus sur-estimé

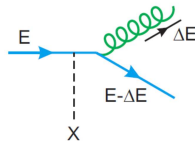
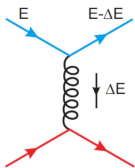
$$R_{QGP} \gtrsim 1 \text{ fm}$$

\Rightarrow pourquoi pas en pp et pA ?

Pertes d'énergie des jets

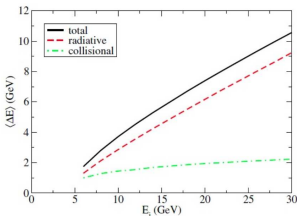
Deux types de pertes d'énergie

BDMPS-Z, etc.

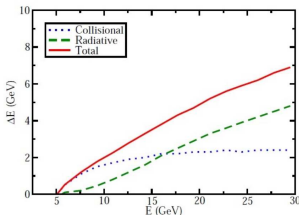


par **collision** (domine à bas p_T)

par **radiation** de type Bremsstrahlung (domine à grand p_T)



quark léger (RHIC, centralité 0-5%)



quark lourd (b) (LHC, centralité 0-7.5%)

radiation: effet de cône mort à petit p_T

Perte d'énergie des jets

Pertes radiatives

deux paramètres cruciaux:

- temps typique de formation d'une paire (*parton g*): $\tau_f \sim 2\omega/k_{\perp}^2$
 ω, k_{\perp} = énergie, impulsion transférée)
- libre parcours moyen d'un parton dans le milieu λ

deux régimes typiques:

- $\tau_f < \lambda$: diffusions multiples indépendantes **Bethe-Heitler**
- $\tau_f > \lambda$: diffusions multiples non indépendantes, **traitement quantique**
 \implies réduction du spectre par rapport au cas **Bethe-Heitler**

$$\Delta E \propto \alpha_S C_R \hat{q} L^2 \quad L = \text{taille longitudinale du nucleon, } C_R = \text{Casimir du parton}$$

le milieu est caractérisé par le coefficient de transport

$$\hat{q} = \frac{d\langle \Delta q_T^2 \rangle}{dL}$$

= transfert moyen d'impulsion² par unité de longueur du milieu traversé

Point commun aux différentes approches théoriques à l'ordre d'une émission:

- **traitement eikonal**:
 énergies E (parton entrant) et ω (gluon radié) $\gg q_{\perp}$ (impulsion échangée avec le milieu)
- **approximation colinéaire**: $\omega \gg k_{\perp}$ (impulsion transverse du gluon émis)
- **localisation spatiale du transfert d'impulsion**: $\lambda \gg \lambda_{Debye}$

Pertes d'énergie

Observables

Production simple de hadron et de jets à grand p_T

- coefficients de transport
 - \hat{q} : taux de diffusion du moment transverse
 - \hat{e} : taux de perte d'énergie élastique
 - \hat{e}_2 : taux de diffusion de perte d'énergie élastique

mesurer $\frac{T^3}{\hat{q}}$ plutôt que $\frac{\eta}{s}$ est particulièrement important: test de l'intensité du couplage du QGP

conjecture:

$$\frac{T^3}{\hat{q}} = \begin{cases} \approx \frac{\eta}{s} & \text{faible couplage} \\ \ll \frac{\eta}{s} & \text{fort couplage} \end{cases}$$

quand et comment un système faiblement couplé de quarks et gluons devient-il un fluide fortement couplé?

mesure:

RHIC: $\hat{q} \approx 1.2 \pm 0.3 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ $T = 370 \text{ MeV}$

LHC: $\hat{q} \approx 1.9 \pm 0.7 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ $T = 470 \text{ MeV}$

à comparer à $\hat{q} = 0.02 \text{ GeV}^2/\text{fm}$ pour la matière nucléaire froide

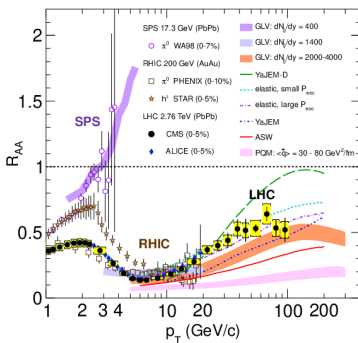
Pertes d'énergie

Observables

Production simple de hadron et de jets à grand p_T

- facteur de modification nucléaire

$$R_{AA}^{jet, hadron} = \frac{dN_{AA}^{jet, hadron} / dE_T dy}{N_{coll} dN_{pp}^{jet, hadron} / dE_T dy}$$

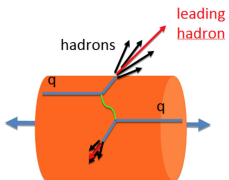


- R_{AA} diminue fortement lors la traversée du milieu nucléaire en collision centrale (0-5%)
- pas d'effet analogue en pA

Pertes d'énergie

Observables

Effets de corrélation entre jet/hadron/photon



Jet quenching

un jet primaire $p_{T,1} > 120 \text{ GeV}/c$

un jet secondaire $p_{T,2} > 50 \text{ GeV}/c$

- rapport d'asymétrie en dijets:

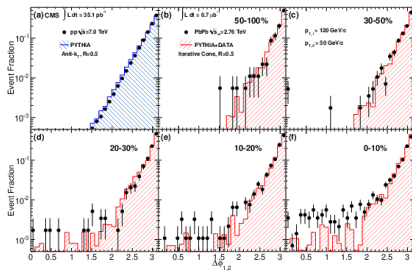
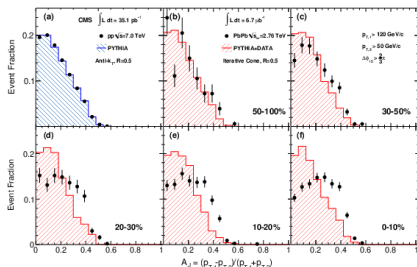
$$A_J = \frac{p_{T,1} - p_{T,2}}{p_{T,1} + p_{T,2}}$$

- $p_{T,1} \approx p_{T,2} : A_J \approx 0$
- $p_{T,1} \gg p_{T,2} : A_J \approx 1$

- distribution azimutale relative

Effet marqué pour les collisions centrales:

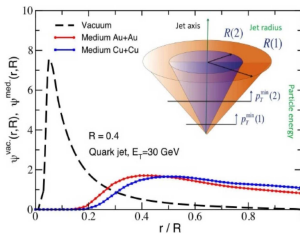
pertes dues à la traversée du QGP



Pertes d'énergie

Observables

- reconstruction de jets et sous-structure:
 - reconstruction de jets complexe à cause du fond (en comparaison avec pp)
 - p_T broadening: l'interaction d'un jet avec le milieu crée un élargissement de ce jet



- soft drop: on enlève les contributions du type emission molle à grand angle
 \Rightarrow comparaison avec pQCD facilitée
- observables liées à la perte d'énergie d'un jet: effet sur le milieu, ex. création de tourbillons dans le QGP. Accès à la physique de l'hydrodynamisation?
- développements théoriques actuels:
 - p_T broadening au NLO (cf problème analogue en pA , dans le cadre de la saturation et de **BK-JIMWLK**):
 - lien entre p_T broadening au NLO et sous-structure des jets (par soft-drop)
 - corrections non-eikonales

Evaporation des quarkonia

Ecrantage de l'interaction forte sur $Q\bar{Q}$

Cas du Υ :

- taille typique des résonances du Υ :

$$r(\Upsilon(1S)) < r(\Upsilon(2S)) < r(\Upsilon(3S))$$

- distance typique d'écrantage:

$$d_{Debye} \searrow \text{ quand } T \nearrow$$

- lorsque T_{QGP} est telle que

$$r(\Upsilon(1S)) < d_{Debye} < r(\Upsilon(2S)) < r(\Upsilon(3S))$$

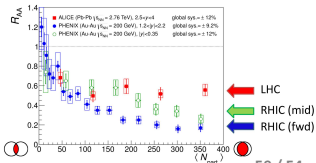
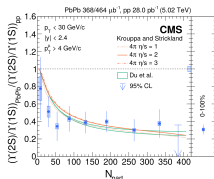
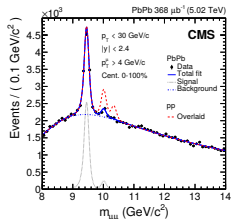
évaporation du $\Upsilon(2S)$ et du $\Upsilon(3S)$

alors que le $\Upsilon(1S)$ reste lié.

dépendance en centralité: effet du QGP

Cas du J/Ψ :

- effet supplémentaire: les paires $c\bar{c}$ produites dans le milieu régénèrent des J/Ψ au moment de l'hadronisation
- suppression plus faible au LHC qu'à RHIC!



Complémentarité ep/eA et pp, pA, AA

Physique ultrapériphérique LHC

Un ion lourd peut aussi servir de source de photon:

grand $A \Rightarrow$ grand Z : charge élevée

- par Fourier, grand $b \longleftrightarrow$ petit t :
 - suppression des contributions par échange hadronique (pomeron, odderon, etc.)
 - dominance du pic coulombien du γ
- accès à un très grand nombre potentiel d'observables, dans un nouveau domaine cinématique
 - processus exclusifs: TCS, diffraction (meson, dijets, paire γ -meson, quarkonia)
 - interface régime colinéaire / physique à petits x

Complémentarité ep/eA et pp, pA, AA

pp, pA, AA : étude du diagramme de phase de QCD

combine à la fois des effets sur l'état initial et l'état final

- pas d'accès direct au plan (x, Q^2)
- interactions multicolore compliquées
 - quid des possibles effets des interactions multi-partoniques (MPI)? importantes lorsque:
 - les observables sont plus différentielles en p_T
 - les distributions de parton augmentent (la probabilité d'interactions multiples augmente)
 - contributions du CGC très complexes (deux champs forts simultanés \Rightarrow pas de factorisation simple)
 - lien entre les approches MPI (factorisation colinéaire) et les approches CGC (factorisation haute énergie)
 - per se, hors formation du QGP
 - effet nucléaire froid
- indispensable de connaître les PDF nucléaires dans un grand domaine cinématique
- études spécifiques des effets sur l'état initial: processus Drell-Yan

Complémentarité ep/eA et pp, pA, AA

eA : structure multidimensionnelle des nucléons et noyaux

eA : l'état initial est par définition bien connu
pas d'accès au diagramme des phases

- accès contrôlable à la saturation
important pour décrire l'état initial (CGC) avant formation du QGP en AA (et pA, pp)
- diffraction: on augmente le nombre de variable cinématique \Rightarrow information multidimensionnelle
- corrélations di-hadron, moins d'incertitudes par rapport à pA
- physique du spin: possibilité de polarisation des deux faisceaux

Approches multidisciplinaires

interaction forte et gravitation

- approche multimessager: onde gravitationnelle comme voie d'accès aux milieux denses en astrophysique:
étoiles à neutron et équation de la matière à μ_B élevé
- test de la gravité modifiée: interaction gravitationnelle d'un objet massif
- holographie AdS/CFT appliquée aux systèmes à μ_B élevé