1 Plasma de quarks et de gluons

Ce chapitre est consacré à l'introduction de quelques notions théoriques sur le plasma de quarks et de gluons, ainsi qu'à la description de certains processus physiques proposés pour sa mise en évidence.

1.1 Introduction

La matière hadronique ($n, p, \pi^{\pm}, \pi^0, K, \rho$, etc.) est formée par un assemblage de quarks et/ou d'antiquarks liés entre eux par un potentiel confinant. La théorie des interactions fortes exprimée sur réseaux prévoit une transition de phase de déconfinement, à très grande température et/ou densité baryonique, conduisant la matière nucléaire ordinaire vers un état extrême appelé «*plasma de quarks et de gluons*». Cet état, où les constituants élémentaires de la matière hadronique (quarks et gluons) possèdent un libre parcours moyen de l'ordre de l'échelle de longueur Λ_{qcd}^{-1} du monde hadronique, se forme dans des conditions accessibles en laboratoire lors de collisions entre ions lourds ultrarelativistes.

Un effort considérable a été apporté ces dix dernières années à l'étude, aussi bien expérimentale que théorique, des propriétés de la matière nucléaire dans des conditions extrêmes de température et de densité. Les études expérimentales, qui ont débuté dès 1986 avec l'utilisation des faisceaux d'ions ^{16}O et ^{28}Si de 14,5 GeV par nucléon de l'AGS [1], et ^{16}O, ^{32}S de 200 GeV/c par nucléon du SPS [2] , se poursuivent au CERN avec l'utilisation d'ions ^{208}Pb de 158 GeV/c par nucléon.

Nous présentons dans ce chapitre les principaux éléments de la physique du plasma de quarks et de gluons. Après une brève description de la dynamique des interactions entre ions lourds ultra-

1. *Alternating Gradient Synchrotron du Brookhaven National Laboratory.*
2. *Super Proton Synchrotron du Centre Européen de Recherche Nucléaire.*

relativistes, nous discutons les signatures expérimentales permettant d'identifier le plasma, et plus particulièrement celles retenues par l'expérience NA50 et faisant appel à la détection de dimuons.

1.2 Chromodynamique et transition de phase : aspects théoriques

1.2.1 Confinement et liberté asymptotique

La chromodynamique quantique (QCD) est la théorie fondamentale des interactions fortes. Il s'agit d'une théorie locale des champs de couleur G_μ^a qui décrit la matière hadronique comme étant constituée par un assemblage de quarks et d'anti-quarks, de masse m_f. Les quarks interagissent par l'intermédiaire de huits gluons colorés de masse nulle, bosons de jauge associés à la symétrie locale $\mathrm{SU}(3)_c$ de couleur.

La chromodynamique est caractérisée par la notion de confinement : les seuls états physiques observables sont les états singlets (1) de couleur. En particulier, les états de quarks (resp. antiquarks), qui se transforment sous une rotation dans l'espace de couleur selon la représentation fondamentale (3) (resp. $(\overline{3})$) de $\mathrm{SU}(3)_c$, ne sont pas observables à l'état de particules libres. Il en est de même pour les gluons, médiateurs de l'interaction forte, qui se transforment selon la représentation adjointe (8).

La dynamique des interactions fortes est gouvernée par la densité lagrangienne :

$$\mathcal{L}_{qcd}\left[\psi_f, \partial_\mu \psi_f\right] = -\frac{1}{2}\mathrm{Tr}\ F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\sum_f^{n_f} \overline{\psi}_f^\alpha \gamma^\mu \left(\mathcal{D}_\mu\right)_{\alpha\beta}\psi_f^\beta + \sum_f^{n_f} m_f \overline{\psi}_f^\alpha \psi_{f\alpha}$$

$$\text{avec} \quad \left(\mathcal{D}_\mu\right)_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}\partial_\mu + i\sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}}\left(G_\mu\right)_{\alpha\beta} \quad \text{où} \quad G_\mu = \sum_a \frac{\lambda_a}{2} G_\mu^a$$

$$\text{et} \qquad F_{\mu\nu} = \partial_\mu G_\nu - \partial_\nu G_\mu + i\sqrt{\frac{\alpha_s}{4\pi}}\left[G_\mu, G_\nu\right]$$

où $\alpha, \beta = r, v, b$ sont des indices de couleurs, $f = u, d, s, c, b, t$ un indice de saveur, α_s une constante de couplage, $a = 1, 2, \cdots, 8$ un indice de champs gluoniques et n_f le nombre de saveurs. Le terme $[G_\mu, G_\nu]$ non nul du tenseur de force $F_{\mu\nu}^a$ exprime le caractère non commutatif du groupe de symétrie exacte $\mathrm{SU}(3)_c$, donc les matrices λ_a sont les générateurs.

Cette particularité signifie que les gluons véhiculent eux-mêmes une charge de couleur, et donc interagissent entre eux. La non-commutativité est à l'origine d'une propriété fondamentale de la chromodynamique, la *liberté asymptotique*.

L'évaluation des diagrammes de Feynman, en théorie des perturbations, conduit souvent à des intégrales sur les moments qui sont divergentes. Ces divergences *ultraviolettes* peuvent être régularisées par une procédure de renormalisation, où, ordre après ordre, on identifie ces quantités infinies et où, pour les absorber, on redéfinit les quantités observables (constante de couplage, masses, etc.), qui deviennent fonction d'un paramètre d'échelle. En particulier, les contributions gluoniques (fi-

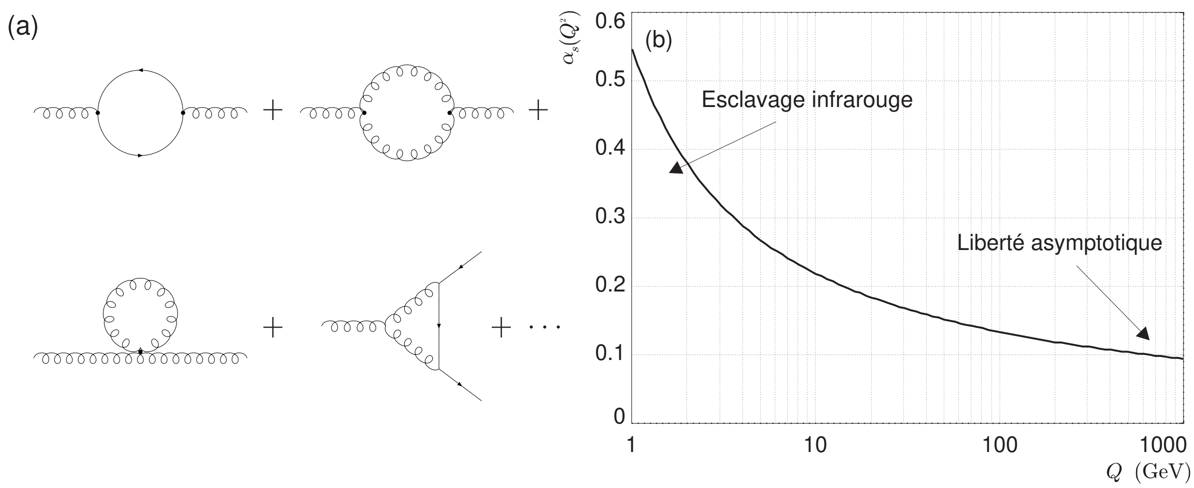

FIG. 1.1- *a - « Graphes contribuant au-delà de l'ordre α_s (corrections du propagateur, du vertex, etc.). »*
b - « Evolution de la constante de couplage $\alpha_s(Q^2)$ en fonction de Q. »

gure 1.1-a) confèrent à la constante de couplage α_s de QCD une dépendance vis à vis de l'échelle de moment de transfert Q tout à fait remarquable (voir figure 1.1-b) :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f)\ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2_{qcd}}\right)} \left[1 - \frac{6(153 - 19n_f)}{(33 - 2n_f)^2} \frac{\ln\left(\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2_{qcd}}\right)}{\ln\frac{Q^2}{\Lambda^2_{qcd}}} + \cdots \right]$$

Cette constante de couplage effective caractérise l'interaction entre deux particules colorées. Dans le cas de QCD, et contrairement à l'électrodymamique, la constante de couplage α_s décroît lorsque Q croît. En d'autres termes, α_s croît avec la distance $r \sim 1/Q$ qui sépare les quarks, suggérant ainsi le confinement des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons (*esclavage infrarouge*). A l'inverse, à très courte distance, les quarks et les gluons se comportent comme des particules quasi-libres (*liberté asymptotique*).

Lorsque le moment de transfert Q mis en jeu dans les interactions est très grand devant Λ_{qcd}, la faible valeur de α_s autorise un traitement perturbatif, basé sur un développement en puissances de α_s. L'étude de la transition confinement/déconfinement, parce qu'elle considère des distances de l'ordre de Λ^{-1}_{qcd}, nécessite un traitement non perturbatif.

La chromodynamique quantique sur réseau (voir par exemple [Karsh88] ou [Péne95]) est la seule technique permettant, à partir de principes premiers, les calculs en régime non perturbatif. La discrétisation de l'espace-temps par un réseau hypercubique $N_\tau \times N_\sigma^3$ fournit une régularisation naturelle des divergences et permet la connection avec la physique statistique.

L'évaluation sur réseau de la fonction de partition[3] $\mathcal{Z}(T,V)$, permet le calcul de la moyenne

3. avec $T = 1/(N_\tau a)$, et $V = (N_\sigma a)^3$. Les équations du groupe de renormalisation impliquent l'existence d'une

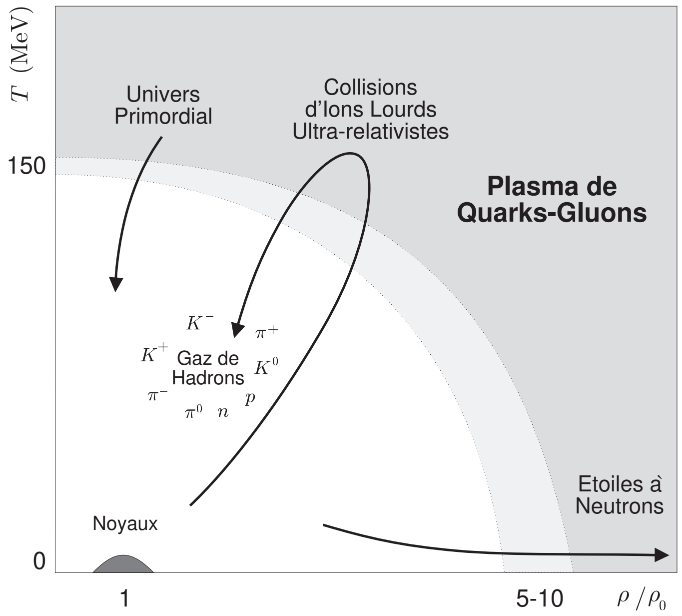

FIG. 1.2 - « *Diagramme de phase schématique de la matière nucléaire dans le plan* $(T, \rho/\rho_0)$. »

thermique des observables (voir par exemple [Morel88] ou [Kapusta89]) :

$$\langle \mathcal{O}(G, \overline{\psi}, \psi) \rangle = \frac{1}{\mathcal{Z}} \int [dG][d\overline{\psi}][d\psi]\, \mathrm{e}^{-\int \mathcal{L}\ d^4x}\ \mathcal{O}(G, \overline{\psi}, \psi) \tag{1.1}$$

et des grandeurs thermodynamiques usuelles (densité d'énergie, de pression, énergie libre, etc.) [4]:

$$\varepsilon = \frac{T^2}{V}\frac{\partial}{\partial T} \ln \mathcal{Z}, \quad p = T\frac{\partial}{\partial V} \ln \mathcal{Z}, \quad f = -\frac{T}{V} \ln \mathcal{Z}, \quad \cdots$$

On peut, en particulier, évaluer sur réseau des quantités qui caractérisent le confinement (boucles de Polyakov, boucles de Wilson, etc.). Ces calculs mettent en évidence l'existence d'une transition de phase de déconfinement. Il existe un état de la matière nucléaire où quarks et gluons sont déconfinés et thermalisés, appelé *plasma de quarks et de gluons*. Le diagramme de phase de la matière nucléaire (voir [Vautherin88]) est représenté schématiquement dans le plan $(T, \rho/\rho_0)$ par la figure 1.2. La région des noyaux se trouve à température nulle et à densité nucléaire normale $\rho_0 = 0.17 \mathrm{fm}^{-3}$. L'état de gaz de hadrons est séparé de l'état de plasma de quarks et de gluons par une région critique représentée en gris clair sur la figure.

L'ordre de la transition de phase est encore mal établi [Wong94]. Il dépend fortement du nombre de saveurs [5] prises en compte par le calcul sur réseau. Néanmoins, il existe une grande constance dans

relation entre la maille a du réseau et le paramètre de couplage g_s de QCD.

4. Ces grandeurs sont exprimées pour un potentiel chimique μ nul.

5. La transition est du premier ordre pour une théorie de jauge pure(*i.e.* sans fermions), du second ordre pour un calcul avec deux saveurs de quarks (u et d) et semble être de nouveau du premier ordre pour un nombre de saveurs supérieur ou égal à trois.

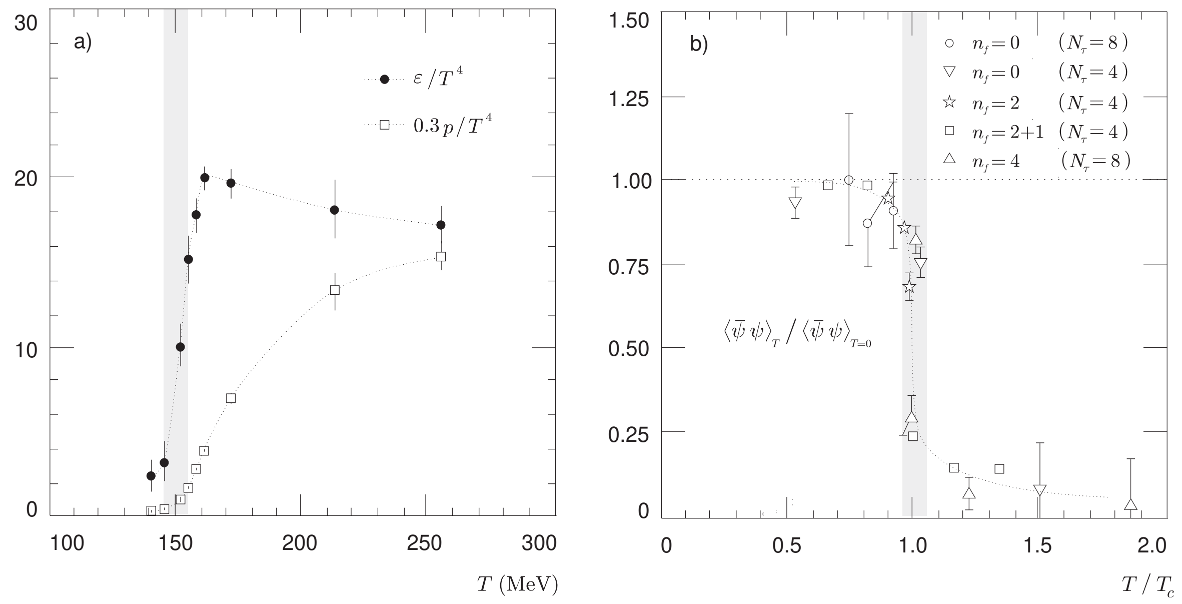

FIG. 1.3- *a - « Densité d'énergie ε et pression p, rapportées à T^4, en fonction de la température T, calculées sur réseau avec deux saveurs de quarks. Extrait de [Karsh95]. »*
b - « Evolution avec la température du paramètre d'ordre $\langle\overline{\psi}\psi\rangle$ de la symétrie chirale, calculée sur réseau avec plusieurs saveurs de quarks. Extrait de [Karsh95]. »

les résultats, indiquant une température[6] critique de déconfinement de l'ordre de $T_c \sim 150$ MeV pour $n_f \geq 2$. Cette transition est illustrée par la figure 1.3-a, où la densité d'énergie ε, calculée sur réseau avec deux saveurs de quarks, présente une brutale variation au point critique $T = T_c$. La densité d'énergie correspondante est alors de 1 à 2.5 GeV/fm^3.

1.2.2 Symétrie chirale

La densité lagrangienne de QCD possède de nombreuses symétries (voir [Koch95]). En particulier si on ne considère que deux saveurs de quarks u et d, avec $m_u \approx m_d$, alors $\mathcal{L}_{qcd}$ est invariante sous les transformations d'isospin $\psi(x) \longrightarrow \exp(-\frac{i}{2}\theta_a\tau^a)\ \psi(x)$. En revanche, la transformation axiale[7] $\psi(x) \longrightarrow \exp(-\frac{i}{2}\theta_a\tau^a\gamma_5)\ \psi(x)$ ne laisse pas invariante la densité lagrangienne, dont le terme de masse brise *explicitement* la symétrie. Néanmoins, les masses m_u et m_d sont suffisamment faibles par rapport à l'échelle Λ_{qcd} de QCD pour laisser espérer que la symétrie chirale $\mathrm{SU}(2)_V \times \mathrm{SU}(2)_A$ soit (au moins approximativement) vérifiée.

Si on néglige le terme de masse, alors le lagrangien découple les fermions droits et gauches ψ_R et ψ_L. En pratique, comme en témoigne la différence de masse $\Delta m = m_{a_1} - m_\rho = 490$ MeV entre les partenaires chiraux ρ et a_1, la symétrie chirale est *spontanément* brisée. La symétrie est réalisée

6. La température critique se monte à 260 MeV pour une théorie purement gluonique.
7. Les matrices τ^a sont les générateurs du groupe SU(2) d'isospin et la matrice γ_5 est la matrice chirale.

dans le mode de Nambu-Golstone, où le vide de QCD ne possède pas la symétrie du lagrangien (le vide « mélange » les états droits et gauches) :

$$\langle\overline{\psi}\psi\rangle = \langle 0|\overline{\psi}_R\psi_L + \overline{\psi}_L\psi_R|0\rangle \neq 0$$

Le paramètre d'ordre $\langle\overline{\psi}\psi\rangle$ de la symétrie chirale peut être évalué sur réseau. La figure 1.3-b montre le calcul réalisé pour différents nombres de saveurs n_f. La simulation sur réseau montre une restauration de la symétrie chirale :

$$\langle\overline{\psi}\psi\rangle \longrightarrow 0$$

pour une température T_{ch} de l'ordre de la température de déconfinement $T_c = 150$ MeV [Karsh95], correspondant à la disparition de la masse *effective* [8] des quarks. La transition de phase conduisant la matière hadronique ordinaire vers un état de plasma de quarks et de gluons semble donc s'accompagner d'une transition de phase chirale.

La restauration de la symétrie chirale produit des déplacements dans le spectre des hadrons, conduisant à l'émergence de multiplets chiraux (π, σ), (η, a_0), (ρ, a_1), etc. La dégénérescence de ces multiplets peut avoir des conséquences sur le spectre en masse des hadrons concernés (voir le paragraphe consacré aux signatures expérimentales du plasma de quarks et de gluons).

1.3 Création et évolution du plasma de quarks et de gluons

1.3.1 Densité d'énergie atteinte

Les interactions nucléon-noyau et noyau-noyau indiquent que la matière nucléaire perd une fraction substantielle de son énergie dans le processus de collision. Celui-ci s'accompagne de la production d'un grand nombre de hadrons (essentiellement des pions). Ainsi, dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, une grande partie de l'énergie longitudinale est convertie en matière hadronique, produite au voisinage du centre de masse du système en collision. La densité d'énergie obtenue est si grande que ces réactions permettraient d'explorer l'existence du plasma de quarks et de gluons. Pour que les collisions d'ions lourds puissent donner expérimentalement accès à la transition de phase prédite par la chromodynamique quantique sur réseau, il est nécessaire de produire dans un volume assez grand, un système suffisamment dense pour dépasser la valeur critique, et suffisamment durable pour pouvoir observer des signatures pertinentes du phénomène. A haute énergie, les noyaux sont transparents (voir [Wong94]) : l'énergie déposée dans la région centrale se trouve essentiellement sous forme d'un gaz de hadrons. A plus basse énergie, les noyaux ne sont plus transparents. Une partie du nombre baryonique est déplacée des régions de fragmentation de la cible et du projectile vers la région centrale. Il y a de plus en plus d'évidence pour qu'au SPS, les particules produites soient surtout des mésons aux rapidités intermédiaires, les baryons étant produits aux rapidités extrêmes, à l'opposé des énergies de l'AGS [Cugnon95]. Pour caractériser

8. La masse *effective* (ou masse constituante) d'un quark est la masse d'un quark confiné dans un hadron, par opposition à la masse *courante*, qui est la masse d'un quark en l'absence de confinement.

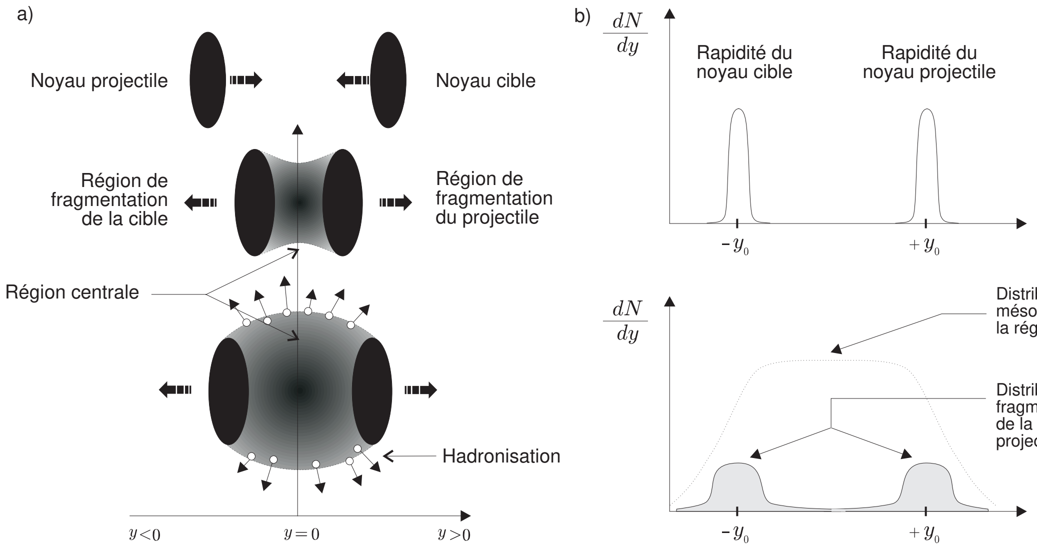

Fig. 1.4- *a - « Représentation d'une collision noyau-noyau à haute énergie, dans le centre de masse, en fonction de la rapidité. En régime de transparence, la densité baryonique de la région centrale est nulle. A plus basse énergie, une partie du nombre baryonique se déplace des régions de fragmentation vers la région centrale. »*
b - « Distributions en rapidité. Dans la région centrale, dN/dy est essentiellement constante. »

expérimentalement la transition de phase de déconfinement, il est important de comprendre l'évolution spatio-temporelle des collisions hadroniques à haute énergie. On paramétrise généralement la dynamique de la collision noyau-noyau en terme de *rapidité* :[9]

$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_0 + p_z}{p_0 - p_z} \right)$ où p_0 et p_z sont les composantes de la quadri-impulsion $p = (p_0, p_x, p_y, p_z)$,

en raison de son caractère additif sous les transformations de Lorentz (comme le sont les vitesses sous les transformations galiléennes). Les ions incidents, dont les dimensions longitudinales sont contractées d'un facteur de Lorentz $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2} \sim 10$ (pour $\sqrt{s} \sim 20$ GeV), entrent en collision et se traversent, laissant entre eux un milieu hautement excité. Les particules produites au cours de la collision sont caractérisées par leur distribution en rapidité $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$.

Le contenu du volume chaud créé dépend de la transparence des noyaux, qui est fonction de leur énergie initiale. Dans le centre de masse, la région de petite rapidité est appelée *région de rapidité centrale*.

La relation $z = \tau \times \sinh(y)$, où $\tau = \sqrt{t^2 - z^2}$, indique que, pour un temps propre τ donné, les petites valeurs de rapidité sont associées aux petites valeurs de z.

9. La mesure de la rapidité y nécessite la connaissance de deux variables. On définie plus volontiers la *pseudorapidité* $\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|p|+p_z}{|p|-p_z} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1+p_z/|p|}{1-p_z/|p|} \right) = -\ln \left(\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right)$, qui ne nécessite la mesure que d'une variable, l'angle θ d'émission de la particule. Notons que $\eta \sim y$ lorsque nous négligeons le terme de masse devant l'impulsion de la particule.

Dans le cas idéal de la transparence nucléaire, la distribution en rapidité $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$ des mésons produits est essentiellement constante dans la région centrale. Dans ce cas, la densité d'énergie initiale déposée lors de la collision peut être reliée à la distribution en rapidité des particules produites par la formule de Bjorken [Björken83] :

$$\varepsilon = \frac{\langle m_\perp \rangle}{S_\perp \tau_0} \left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}y}\right|_{y=0}$$

où $S_\perp$ est la surface transverse de recouvrement des deux noyaux et τ_0 le temps propre de thermalisation des partons (de l'ordre de 1 fm/c). La formation du plasma de quarks et de gluons dépend de la densité d'énergie ε, et on comprend donc que, pour un système donné, celle-ci soit plus probable dans le cas des interactions centrales que dans le cas des interactions périphériques.

1.3.2 Transition de phase

La transition de phase de déconfinement s'accompagne d'une variation brutale des degrés de liberté effectifs du système au passage de la température critique. A basse température, on peut décrire le gaz de hadrons par un système de pions de masses négligeables et sans interactions, avec essentiellement trois degrés de liberté $\mathcal{N}_{ddl}$.

La loi de Stephan-Boltzmann permet d'évaluer sa densité d'énergie et sa pression :

$$\left\{\begin{array}{l} \varepsilon = 3\ \varepsilon_\pi = 3\dfrac{\pi^2}{30}T^4 \\ \\ p = \dfrac{\varepsilon}{3} = 3\dfrac{\pi^2}{90}T^4 \end{array}\right. \qquad \mathcal{N}_{ddl} = 3 \qquad (T < T_c)$$

A haute température, dans la phase plasma, on peut évaluer densité et pression à partir du modèle du « sac » du M.I.T. (voir par exemple [Greiner94]) :

$$\left\{\begin{array}{l} \varepsilon = 37\dfrac{\pi^2}{30}T^4 + B \\ \\ p = 37\dfrac{\pi^2}{90}T^4 - B \end{array}\right. \qquad \mathcal{N}_{ddl} = 37 \qquad (T \geq T_c)$$

où B ($B^{1/4} \approx 200$ MeV) représente la pression exercée par le vide sur le plasma («constante du sac»). Dans la phase plasma, le système est un état thermalisé de quarks et de gluons déconfinés, où l'équilibre chimique est atteint.

1.3.3 Expansion hydrodynamique

Une fois la transition de phase et l'équilibre local atteints [10], on peut décrire la région centrale par un fluide relativiste qui se refroidit par expansion hydrodynamique [Blaizot88,90a], jusqu'à une

10. Le libre parcours moyen λ des particules peut être relié à la densité d'énergie initiale : $\lambda \sim \varepsilon^{-1/4}$. Dans les conditions atteintes lors des collisions d'ions lourds ultrarelativistes, le libre parcours moyen est bien inférieur aux dimensions du noyau, laissant présager que l'équilibre thermique local puisse être atteint.

température inférieure à la température critique T_c, où le système s'hadronise pour former un gaz de hadrons dans l'état final.

Ce modèle hydrodynamique, introduit par Bjorken, décrit la région centrale, où la distribution en rapidité $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$ est constante. On peut alors supposer que les grandeurs physiques ne dépendent pas de la coordonnée longitudinale. La dynamique du système est décrite par les champs de pression $p(\tau)$, de densité d'énergie $\varepsilon(\tau)$, de température $T(\tau)$ et de vitesse $v^\mu = dx^\mu/d\tau$, qui ne dépendent que du temps propre τ.

La loi de conservation locale $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$ du tenseur d'énergie-impulsion conduit à une relation liant la densité d'énergie à la pression :

$$\frac{\partial\varepsilon}{\partial\tau} + \frac{(\varepsilon + p)}{\tau} = 0 \tag{1.2}$$

Cette équation peut être résolue en introduisant une équation d'état. Pour un gaz parfait de quarks et de gluons, p prend la valeur $\varepsilon/3$. La relation (1.2) devient alors :

$$\frac{d\varepsilon}{d\tau} = -\frac{4}{3}\frac{\varepsilon}{\tau} \qquad \text{d'où} \qquad \frac{\varepsilon(\tau)}{\varepsilon(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \quad \text{et} \quad \frac{p(\tau)}{p(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{4/3} \tag{1.3}$$

La pression du système étant proportionnelle à T^4, le refroidissement du plasma dépend donc du temps propre selon la relation :

$$\frac{T(\tau)}{T(\tau_0)} = \left(\frac{\tau_0}{\tau}\right)^{1/3} \tag{1.4}$$

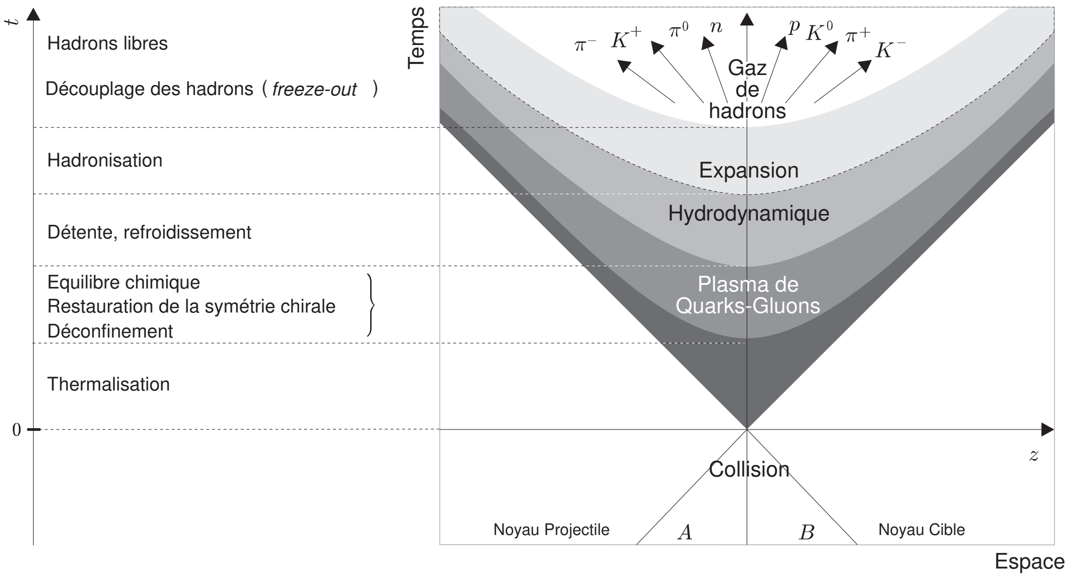

FIG. 1.5 - « *Evolution du plasma dans un diagramme espace-temps (modèle hydrodynamique de Bjorken). Les quantités ε, p, s, T, etc. qui décrivent cette évolution ne dépendent que du temps propre τ, représenté par des hyperboles $\tau =$ cste.* »

La densité d'entropie $s = dS/dV$ s'écrit $s = (\varepsilon + p)/T$. Compte tenu de (1.3) et (1.4), la densité d'entropie est inversement proportionnelle au temps propre τ :

$$\frac{s(\tau)}{s(\tau_0)} = \frac{\tau_0}{\tau}$$

L'élément de volume dV s'écrivant $dV = dx_\perp \tau dy$, la loi de conservation de l'entropie précédente s'écrit :

$$\frac{d}{d\tau}\left(\frac{dS}{dy}\right) = 0$$

L'expansion hydrodynamique du plasma est donc caractérisée par une entropie constante par unité de rapidité. Durant cette détente, la température du plasma décroît jusqu'à la température critique T_c au temps τ_c donnée par l'équation (1.4) :

$$\tau_c = \left(\frac{T(\tau_0)}{T_c}\right)^3 \tau_0$$

Au moment du reconfinement, les quarks se recombinent en un gaz hadronique en interaction qui s'étend jusqu'à ce que les hadrons se découplent («*freeze out*») pour former des hadrons libres dans l'état final qui est observé. Si la transition de phase est du premier ordre, alors l'hadronisation passe par une phase mixte où coexistent hadrons et « bulles » de plasma. On peut représenter l'évolution du système depuis la collision à $(z, t) = (0, 0)$ par le diagramme d'espace-temps (figure 1.5). Dans un tel diagramme, les particules libres se déplacent sur des trajectoires rectilignes $z = vt$ et l'évolution du plasma est caractérisée par des hyperboles de temps propre $\tau = t/\gamma = \sqrt{t^2 - z^2}$ constant.

1.4 Signatures expérimentales basées sur la détection des paires de muons

Nous allons plus particulièrement insister sur les signatures reposant sur les mesures de paires de muons, objet de l'expérience NA50. Les collisions noyau-noyau sont des phénomènes extrêmement complexes, où le système évolue d'une phase de pré-équilibre à une phase de post-hadronisation. La taille du plasma produit est certainement faible, au plus quelques fermis de diamètre, et possède un temps de vie très court (estimé à 5-10 fm/c) [Rischke95]. Le signal émergeant du plasma passe au travers (ou reçoit une contribution) d'un fond dû à la phase chaude qui suit l'hadronisation. Recueillir des informations sur le plasma éventuellement formé, à partir des états finaux de particules est un défi expérimental.

Depuis 1986, de nombreuses signatures expérimentales (voir [Müller92, Drapier95, Harris96] pour une revue détaillée) ont été proposées. La figure 1.6 représente une distribution en masse invariante typique, résultant des différents processus mis en jeu qui conduisent à la détection de paires de muons. Dans ce paragraphe sont rappelés ces différents processus.

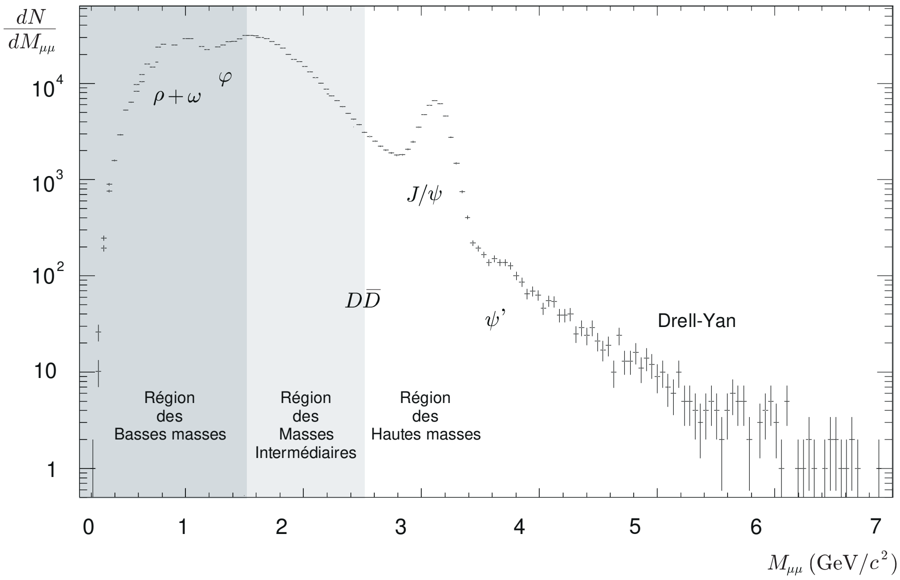

FIG. 1.6 - « *Spectre en masse invariante des paires de muons produites dans les interactions Pb-Pb à 158 GeV par nucléon.* »

1.4.1 Production directe de paires de leptons

1.4.1-a *Production de dileptons dans un plasma de quarks et de gluons*

Dans le plasma de quarks et de gluons, un quark peut interagir avec un antiquark pour former un photon virtuel γ^* qui se désintègre en un lepton et un antilepton (voir figure 1.7). Une fois produite, cette paire de leptons[11] traverse le volume de l'interaction pour atteindre les détecteurs. Le libre parcours moyen de ces leptons est très grand, puisqu'ils n'interagissent avec les autres particules créées que de manière électrofaible. Dès lors, ces dileptons, une fois produits, ne sont pas affectés par la matière chaude.

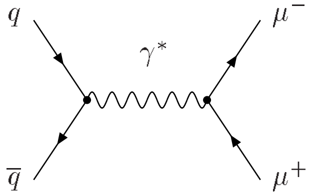

FIG. 1.7 - « *Production de paire de muons par le processus $q+\overline{q}\rightarrow\gamma^*\rightarrow\mu^+ + \mu^-$.* »

11. Pour fixer les notations, nous considérerons des paires de muons $\mu^+\mu^-$, puisque le programme NA50 concerne la mesure des dimuons.

La section efficace du processus élémentaire $q+\overline{q} \to \gamma^* \to \mu^+ + \mu^-$ s'évalue de manière simple :

$$\sigma\left(q\overline{q} \to \mu^+\mu^-\right) = \frac{4\pi}{3}\frac{\alpha^2}{M^2}\left(1-\frac{4m_q^2}{M^2}\right)^{-1/2}\sqrt{1-\frac{4m_\mu^2}{M^2}}\left(1+2\frac{m_q^2+m_\mu^2}{M^2}+4\frac{m_q^2 m_\mu^2}{M^4}\right) \tag{1.5}$$

où $\alpha \sim 1/137$ est la constante de structure fine. Le taux de production de dilepton par ce processus au sein du plasma dépend de la distribution des moments des quarks et des antiquarks dans le plasma, qui est gouvernée par les conditions thermodynamiques. Les dileptons ainsi produits transportent l'information relative à l'état thermodynamique du milieu au moment de sa formation.

On peut montrer (voir [Cugnon95]) que la distribution en masse invariante de ces dileptons est dominée par la forme :

$$\frac{dN_{\mu\mu}}{dM^2} \sim \sqrt{M}\ e^{-M/T_{\mu\mu}}$$

où la « température » $T_{\mu\mu}$ est sensiblement la même que la température T_0 de formation du plasma. L'extraction de ces dileptons thermiques du spectre en masse invariante, constitué de toutes les contributions des processus conduisant à la formation de paires de leptons, permet la détermination de la température initiale du plasma.

1.4.1-b *Processus Drell-Yan*

Le processus Drell-Yan est une contribution importante au spectre des dileptons dans toute la zone de masse invariante atteinte. Dans le processus Drell-Yan nucléon-nucléon (figure 1.8), un quark de valence d'un des nucléons interagit avec un antiquark (de même saveur) de la mer de Dirac de l'autre nucléon. Ils s'annihilent pour former un photon virtuel qui se désintègre en une paire de leptons.

La section efficace différentielle de ce processus s'écrit essentiellement comme la convolution de la section efficace $\sigma\left(q\overline{q} \to \mu^+\mu^-\right)$ précédente (1.5) par la probabilité $f_i^{n_{2,1}}(x_{1,2})$ (resp. $\overline{f}_i^{n_{2,1}}(x_{1,2})$) de trouver dans un des nucléons un quark (resp. un antiquark) de saveur i transportant une fraction

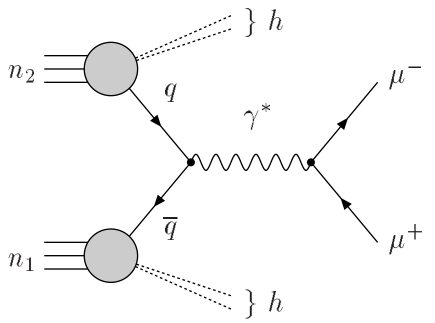

FIG. 1.8 - « *Processus Drell-Yan nucléon-nucléon $n_1 + n_2 \to \mu^+ + \mu^- + h$ à l'ordre le plus bas.* »

$x_{1,2}$ du moment longitudinal :

$$\frac{d^2\sigma}{dx_1 dx_2} = \frac{1}{3}\sigma\left(q\overline{q} \to \mu^+\mu^-\right) \sum_{i=1}^{n_f} q_i^2 \left\{ f_i^{n_2}(x_1)\overline{f}_i^{n_1}(x_2) + \overline{f}_i^{n_2}(x_1) f_i^{n_1}(x_2) \right\} \tag{1.6}$$

La section efficace s'écrit donc essentiellement sous forme de trois facteurs, les fonctions de structures des nucléons cible et projectile et la section efficace élémentaire $\overline{q} + q \to \mu^+ + \mu^-$. Cette propriété du processus Drell-Yan, appelée *factorisation*, reste valide au-delà du premier ordre.

Il convient d'apporter au terme de Born (1.6) des corrections QCD (incluant des gluons). L'influence des corrections gluoniques au premier ordre (LO) équivaut à introduire une dépendance d'échelle $f(x, M^2)$ dans les fonctions de structure (explicitement calculées à partir des équations d'Altarelli-Parisi). La figure 1.9 illustre les corrections apportées à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$ (NLO).

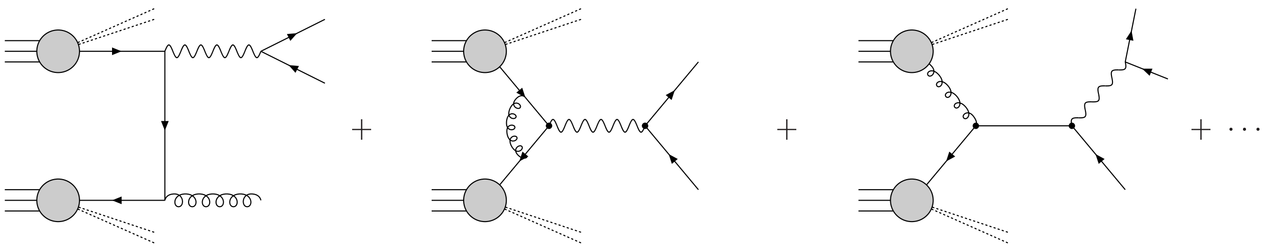

FIG. 1.9 - « *Corrections au processus Drell-Yan à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s)$.* »

Expérimentalement, la section efficace mesurée diffère de celle donnée par l'équation (1.6) par un facteur multiplicatif *global* K_{DY} de l'ordre de 1,6 à 2,8. Les calculs, menés jusqu'à l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$, montrent que le facteur K_{DY} mesuré rend compte des corrections QCD d'ordre supérieur par le biais de la propriété de factorisation. Expérimentalement, on définira le facteur K_{DY} par le rapport des sections efficaces mesurées aux sections efficaces calculées à l'aide des fonctions de structures évaluées au premier ordre :

$$\boxed{K_{\mathrm{DY}} = \frac{\sigma(n_1 + n_2 \to \mu^+\mu^- + h)}{\sigma_{(\mathrm{LO})}(n_1 + n_2 \to \mu^+\mu^- + h)}}$$

On peut, en première approche, considérer la production de dilepton par processus Drell-Yan dans les collisions d'ions lourds comme provenant d'une collection de collisions indépendantes nucléon-nucléon. Les effets de corrélations entre les nucléons des noyaux sont peu importants. Le modèle de Glauber (voir [Wong94] pour une introduction) permet d'évaluer la section efficace du processus Drell-Yan noyau-noyau à partir de la section efficace nucléon-nucléon $\sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}$. La probabilité d'occurence du processus dans une collision noyau-noyau AB au paramètre d'impact b s'écrit dans cette approche :

$$\mathcal{P}_{AB}^{\mathrm{DY}}(b) = \sum_{i=1}^{AB} \begin{pmatrix} AB \\ i \end{pmatrix} \left[T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}\right]^{i} \left[1 - T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}\right]^{AB-i} \sim AB \left[T_{AB}(b) \times \sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}\right]$$

où $T(b)$ est une fonction d'épaisseur. Le nombre de paires de leptons produites par unité de rapidité et de masse invariante s'écrit alors

$$\frac{dN_{\mu\mu}^{2}}{dMdy} = AB\ T_{AB}(b)\ \frac{d^2\sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}}{dMdy}$$

En intégrant sur l'aire transverse, on obtient une section efficace donnant une loi d'échelle en $A \times B$:

$$\boxed{\frac{d^2\sigma_{AB}^{\mathrm{DY}}}{dMdy} = \int db \frac{d^2N_{\mu\mu}}{dMdy} = AB\ \frac{d^2\sigma_{nn}^{\mathrm{DY}}}{dMdy}}$$

Le processus Drell-Yan contribue, dans le spectre en masse des dileptons, en plus de toutes les autres contributions (figure 1.6). Au-delà de 4 GeV/c^2, il est dominant. Sa section efficace est aisément quantifiable dans les collisions Pb-Pb et n'est pas affectée par la présence éventuelle du plasma. Si nécessaire, il sert expérimentalement de référence par rapport à laquelle sont comparés les taux de production d'autres processus, lesquels peuvent être affectés par la phase déconfinée.

1.4.2 Production indirecte de paires de muons

1.4.2-a *Hadroproduction de mésons $c\overline{c}$ et charmés*

Dans les collisions nucléon-nucléon, les paires $c\overline{c}$ sont produites par annihilation d'un quark d'un des nucléons avec un antiquark d'un autre nucléon, ou par fusion de gluons, qui est la contribution dominante [Satz95].

La production d'une paire $c\overline{c}$ conduit soit à la formation d'une résonance (J/ψ, ψ'), soit à la formation d'une paire D^+D^- (ou $D\overline{D}$[12]) par fragmentation du quark c et de l'antiquark $\overline{c}$.

12. Les mésons charmés D^+ sont des particules composites formées d'un quark charmé c lié à un antiquark $\overline{u}, \overline{d}$ ou $\overline{s}$. Respectivement, son antiparticule D^- est constituée d'un antiquark $\overline{c}$ lié à un quark u, d ou s. Les paires de muons issues de la désintégration des mésons charmés proviennent à 90% de la famille des mésons D, les 10% restant provenant des baryons Λ_c, Ξ_c et Σ_c. On utilisera aussi le terme générique $D\overline{D}$ pour désigner la production de charme d'une manière générale.

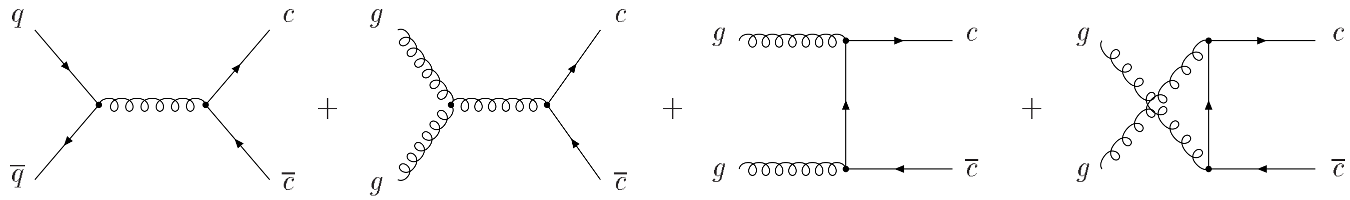

FIG. 1.10 - « *Diagrammes de Feynman pour la production de paires $c\overline{c}$.* »

La région des hautes masses (HMR)[13] est dominée par les désintégrations en paires de muons des résonances J/ψ ($m_\psi = 3.09$ GeV/c^2) et ψ' ($m_{\psi'} = 3.68$ GeV/c^2). Une proportion non négligeable (estimée à environ 30%) des J/ψ produits provient de la désintégration du χ (voir par exemple [Kharzeev96a]).

La région de masse intermédiaire (IMR)[14] est peuplée, entre autres par la désintégration semi-leptonique simultanée des mésons charmés D^+D^-, donnée, selon des processus du type :

$$\begin{cases} D^+ \to \mu^+ + \overline{K}^0 + \nu_\mu \\ \\ D^- \to \mu^- + K^0 + \overline{\nu}_\mu \end{cases}$$

A l'instar du processus Drell-Yan, l'hadroproduction de mésons à charme ouvert n'est pas complètement décrite par les contributions du premier ordre. On introduit généralement un facteur phénoménologique $K_{D\overline{D}}$ similaire à K_{DY} pour rendre compte des sections efficaces mesurées avec les sections efficaces calculées au premier ordre.

1.4.2-b *Désintégration des résonances vectorielles de basses masses*

La contribution due à la désintégration électromagnétique des mésons vectoriels ($J^P = 1^-$) via un photon virtuel

$$V \to \gamma^* \to \mu^+\mu^- \qquad (V = \rho, \omega, \phi)$$

se superpose au Drell-Yan aux masses de ces résonances. La région des basses masses (LMR)[15], alimentée par les résonances ρ ($m_\rho = 770$ MeV/c^2), ω ($m_\omega = 783$ MeV/c^2) et ϕ ($m_\phi = 1.02$ GeV/c^2), forment une structure très complexe, faisant intervenir en outre la désintégration Dalitz du ω, η, et η' : $\omega, \eta, \eta' \to \gamma(e^+e^-)$.

13. *High Mass Region* ($M_{\mu\mu} \geq 2.5$ GeV/c^2)
14. *Intermediate Mass Region* (1.5 GeV/c^2 $< M_{\mu\mu} <$ 2.5 GeV/c^2)
15. *Low Mass Region* ($M_{\mu\mu} \leq 1.5$ GeV/c^2)

1.4.2-c *Autres sources de dileptons*

La désintégration décorrélée des mésons π et K, produits en très grand nombre dans les collisions de noyaux lourds aux énergies ultrarelativistes, contribue de manière importante au spectre des dileptons. Ce « fond » continu s'étend de la région des basses masses où il domine les autres signaux, jusqu'à la région des hautes masses. Ce bruit doit être impérativement soustrait pour pouvoir extraire les composantes des autres signaux.

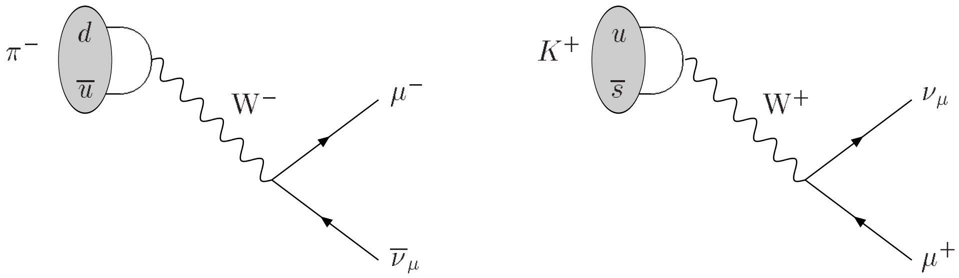

FIG. 1.11 - « *Désintégrations des mésons π et K en muon et neutrino.* »

1.4.3 Suppression des résonances de saveurs lourdes par un plasma de quarks et de gluons

Dans un plasma de quarks et de gluons, les forces de couleur sont sujettes à un écrantage, dû à la présence de quarks, d'antiquarks et de gluons déconfinés dans le plasma. Ce phénomène, appelé *écrantage de Debye*, par analogie avec l'écrantage de Debye des charges électriques en électrodynamique, conduit à un affaiblissement des interactions effectives entre quarks q et antiquarks $\overline{q}$.

Les résonances de saveurs lourdes (J/ψ, ψ', Υ, Υ', $\cdots$), qui sont des états liés $q\overline{q}$ (*quarkonia*) de quarks lourds ($c\overline{c}, b\overline{b}$), sont produites dans les collisions d'ions lourds par des processus élémentaires identiques à ceux décrits par la figure 1.10. La suppression dans les collisions noyau-noyau à haute énergie du taux de production de ces résonances a été proposée comme signature de la formation d'un plasma de quarks et de gluons dès 1986, par Matsui et Satz [Matsui86].

1.4.3-a *Potentiel interquark*

Les interactions entre quarks et antiquarks sont caractérisées par un opérateur $\hat{W}(C)$, appelé boucle de Wilson (voir [Tar95]), dont la moyenne thermique

$$W(C) = \left\langle \mathcal{P}\ \exp\left\{ \oint_C G^a_\mu(x)\lambda_a dx^\mu \right\} \right\rangle$$

peut s'évaluer sur réseau. Le potentiel interquark se déduit de ce paramètre par la relation :

$$V^{q\overline{q}}(r) = -\lim_{T\to\infty}\frac{1}{T}\ln W(C)$$

Le potentiel $V^{q\overline{q}}$ peut s'écrire d'une manière générale (voir [Laermann94] ou [Lucha95]) comme la somme de deux termes :

$$V^{q\overline{q}}(r) = V^{q\overline{q}}_{conf}(r) + V^{q\overline{q}}_{g}(r)$$

où $V^{q\overline{q}}_{conf}(r)$ est un terme confinant et $V^{q\overline{q}}_{g}(r)$ un terme « Coulombien » de couleur .

On peut montrer de manière analytique, qu'à la limite du couplage fort, la boucle de Wilson se réduit à :

$$W(C) \sim \exp(-\sigma r T) \longrightarrow V^{q\overline{q}}_{conf}(r) = \sigma r$$

Le confinement des quarks est ainsi décrit par un potentiel $V^{q\overline{q}}_{conf}$ linéaire, dont la constante de proportionalité $\sigma(T)$ est appelée *tension de corde.*

Les propriétés du terme d'interaction $V^{q\overline{q}}_{g}(r)$, qui correspond à l'échange d'un gluon, s'étudient en considérant le propagateur $D_{\mu\nu}(k) = g_{\mu\nu}/k^2$ du gluon. Le potentiel $V^{q\overline{q}}_{g}(r)$, qui est proportionnel à la transformée de Fourier de l'amplitude de Born (calculée à partir de ce propagateur) s'écrit :

$$V^{q\overline{q}}_{g}(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}$$

L'interaction quark-antiquark, qui caractérise la liaison des quarkonia ($c\overline{c}$, $b\overline{b}$), peut donc être décrite au moyen du potentiel suivant :

$$\boxed{V^{q\overline{q}}(r) = \sigma r - \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}.}$$

1.4.3-b *Ecran de Debye dans un plasma de quarks et de gluons*

Le potentiel $V^{q\overline{q}}(r)$ précédant décrit le système $q\overline{q}$ (quarkonium). Si on immerge un quarkonium dans un plasma de quarks et de gluons, la présence de quarks, d'antiquarks et de gluons déconfinés affecte le système $q\overline{q}$ de deux manières importantes.

- A haute température, la tension de corde $\sigma(T)$ s'annule : $V^{q\overline{q}}_{conf} = \sigma(T)\ r \longrightarrow 0$
- La présence de matière déconfinée conduit au réarrangement des densités de quarks, d'antiquarks et de gluons. Ce réarrangement modifie l'interaction entre q et $\overline{q}$, qui n'est plus de type Coulombien. Le champ chromo-électrique longitudinal est écranté par la distribution de

ces charges de couleur. La composante longitudinale du propagateur des gluons s'écrit (voir par exemple [Müller95]) dans ces conditions :

$$D_L(k) = \frac{1}{k^2 - m_D^2}$$

où m_D est la masse de Debye. Le potentiel correspondant devient alors

$$V_g^{q\overline{q}}(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}\,e^{-r/\lambda_D} \quad (\lambda_D = m_D^{-1}).$$

Pour une température supérieure à la température critique T_c de déconfinement, le potentiel interquark prend la forme d'un potentiel de Yukawa :

$$\boxed{V^{q\overline{q}}(r) = \sigma r - \frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} \longrightarrow V^{q\overline{q}}(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r}\,e^{-r/\lambda_D}}$$

1.4.3-c *Suppression des quarkonia*

La stabilité du système $q\overline{q}$ s'étudie à partir de son Hamiltonien (voir [Satz90]) :

$$H(r, \lambda_D) = 2m_q - \frac{1}{m_q}\vec{\nabla}^2 + V^{q\overline{q}}(r, \lambda_D(T))$$

Les solutions de l'équation de Schrödinger :

$$\Big[H(r, \lambda_D) - E_{n,l}(\lambda_D)\Big]\Phi_{n,l}(\lambda_D) = 0$$

où n et l sont les nombres quantiques principal et orbital ($n = 1$, $l = 0$ pour le J/ψ et le Υ, $n = 2$, $l = 0$ pour le ψ' et le Υ') fournissent les masses des états liés. Les fonctions d'onde $\Phi_{n,l}(r, \lambda_D)$ permettent de calculer les rayons de liaison correspondant en fonction de λ_D.

La valeur critique $\lambda_c = \lambda_D(T_c)$ au-delà de laquelle il n'y a plus d'état lié est determinée par la valeur qui annule l'énergie de dissociation :

$$E_{n,l}^{dis}(\lambda_D) = 2m_q + \sigma\lambda_D(T) - E_{n,l}(\lambda_D(T))$$

La figure 1.12-a représente l'énergie de dissociation [Satz90] en fonction de λ_D dans le cas des résonances J/ψ et ψ'. Dans le cas du J/ψ, le potentiel n'est plus liant pour $\lambda_D = 1.43$ GeV^{-1}(0.29 fm). Les valeurs des rayons critiques des résonances J/ψ, ψ', Υ et Υ' sont précisées dans le tableau 1.1

La connaissance de la dépendance (figure 1.12-b) en température du rayon de Debye permet d'estimer la température de dissociation T_d. Au premier ordre de QCD, on obtient [Engels82] :

$$\lambda_D(T) = \sqrt{\frac{2}{3\,g_s^2(T)}}\frac{1}{T} \quad \text{où } g_s^2 = 4\pi\alpha_s$$

Résonance	λ_c (fm)	r_B (fm)	T_d (GeV)	τ (fm/c)	masse (GeV/c^2)
J/ψ	0.29	0.45	175	0.89	3.096
ψ'	0.56	0.88	150	1.5	3.686
Υ	0.13	0.23	400	0.76	9.460
Υ'	0.30	0.51	168	1.9	10.023

TAB. 1.1 - « *Longueur de Debye critique λ_c, rayon de Bohr r_B, température de dissociation T_d, temps de formation τ et masse des résonances J/ψ, ψ', Υ et Υ' (extraits de [Satz90]).* »

Il existe une température critique pour laquelle la formation de l'état lié ne peut avoir lieu. L'intersection de la courbe $\lambda_D(T)$ avec les droites $\lambda_c = Cste$ permet de déterminer les températures de dissociation T_d (voir tableau 1.1) des différents états $q\overline{q}$.

Dans la phase plasma, l'état lié J/ψ disparaît pour une température de l'ordre de $T \sim 1.3\ T_c$. Pour le Υ, état lié de quark b et d'antiquark $\overline{b}$ plus massifs, la température de dissociation est $T \sim 2\ T_c$. Pour les états ψ' et Υ', qui sont des états excités du J/ψ et du Υ (donc moins liés), les températures de dissociation sont de l'ordre de $T \sim T_c$ et $T \sim 1.3\ T_c$.

En contre-partie de la suppression des charmonia, les quarks c et les antiquarks $\overline{c}$ se recombinent avec des quarks légers pour former des mésons à charme ouvert D ($c\overline{u}$ et $c\overline{d}$), $\overline{D}$ ($\overline{c}u$ et $\overline{c}d$), D_s ($c\overline{s}$) ou $\overline{D}_s$ ($\overline{c}s$), dont les taux de production sont accrus.

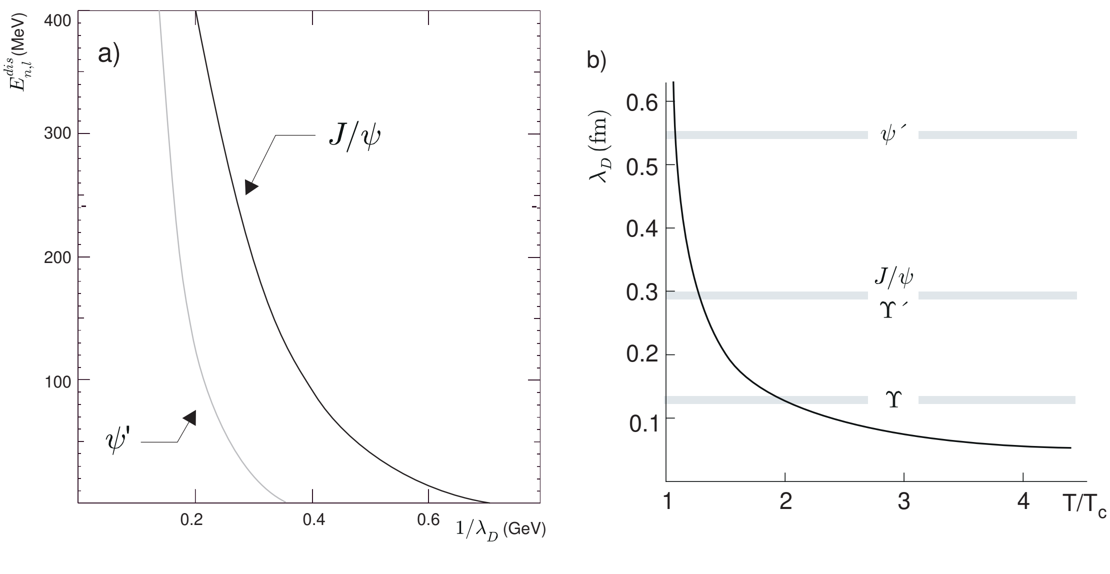

FIG. 1.12- *a - « Energie de dissociation des résonances J/ψ et ψ' en fonction de λ_D^{-1}. Pour $\lambda_D^{-1} \sim 0.7$ GeV (ie λ_D ~0.29 fm), le potentiel n'est plus liant (d'après [Satz90]). »*

b - « Rayon de Debye $\lambda_D(T)$ en fonction de T/T_c. Les rayons de Debye critiques λ_c des résonances J/ψ, ψ', Υ et Υ' sont superposés à la figure. »

1.4.4 Autres signatures

Les contenus en étrangeté de la matière hadronique et du plasma de quarks et de gluons sont différents (voir [Rafelski95]). Dans la matière nucléaire, les quarks de valence possèdent les saveurs u et d. Le contenu en quarks s et en antiquarks $\overline{s}$ est faible. Lorsque la température atteinte est de l'ordre de la masse du quark étrange (150 à 200 MeV), la production de paires $s\overline{s}$ dans un plasma s'effectue essentiellement par fusion de gluons et par annihilation de paires $u\overline{u}$ et $d\overline{d}$ similaires aux processus de la figure 1.10. L'équilibre chimique, où les densités des trois saveurs légères sont équivalentes ($\rho_u \sim \rho_d \sim \rho_s$), est atteint.

La mesure de l'accroissement du taux de production d'étrangeté peut s'effectuer par l'étude des dileptons issus de la désintégration du méson ϕ ($s\overline{s}$).

Il existe de nombreuses autres signatures de la formation du plasma faisant appel à la mesure des productions de dimuons. On peut citer en particulier l'étude des résonances de basse masse ρ et ω (variation des masses et de la largeur de désintégration en paire de muons). C'est une voie d'étude de la variation de la masse constituante des quarks légers, liée à la restauration de la symétrie chirale.

1.5 Conclusion

L'expérience NA50 est consacrée à l'étude des caractéristiques physiques des paires de muons produites dans les interactions entre noyaux de plomb à 158 GeV/c par nucléon. En particulier, les efforts portent sur l'étude de la production du J/ψ et du ψ' en fonction de l'énergie transverse $E_\perp$ libérée lors de l'interaction (indicateur relié à la centralité de la collision) et de l'énergie résiduelle à 0° (mesure directe de l'énergie incidente transférée au système). Dans cette thèse, nous extrayons les sections efficaces de production du J/ψ et du ψ' via leur désintégration en paires de muons, du processus Drell-Yan, et nous établissons leur dépendance avec l'énergie transverse.